



Mesure de la masse du quark top dans les canaux di-leptoniques auprès de l'expérience DØ au Tevatron

Aurélien Croc de Suray

► To cite this version:

Aurélien Croc de Suray. Mesure de la masse du quark top dans les canaux di-leptoniques auprès de l'expérience DØ au Tevatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00638431

HAL Id: tel-00638431

<https://theses.hal.science/tel-00638431>

Submitted on 4 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
UFR 925 DE PHYSIQUE FONDAMENTALE ET APPLIQUÉE

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
Particules, Noyaux et Cosmos

par

Aurélien Croc de Suray

**Mesure de la masse du quark top dans les canaux
di-leptoniques auprès de l'expérience DØ au
Tevatron**

soutenue le 24 juin 2011 devant la commission d'examen composée de

Mme	Frédérique	Badaud	Examinatrice	
M.	Jacques	Chauveau	Président du jury	
M.	Roberto	Chierici	Rapporteur	
M.	Arnaud	Lucotte	Rapporteur	
M.	Viatcheslav	Sharyy	Examineur	(encadrant)
M.	Didier	Vilanova	Examineur	(directeur de thèse)

*À Gilbert, Françoise, Gislaine,
Pierre & Martine*

Table des matières

Introduction	I
I Quelques notions de théorie	3
1 La physique du quark top au Tevatron	5
1.1 Les propriétés du quark top	5
1.2 La production du quark top	6
1.3 La désintégration du quark top	10
1.4 L'importance de la mesure de la masse du quark top	11
1.5 Définition de la masse du quark top	11
1.6 Différentes méthodes de mesure de la masse	14
1.7 Conclusion	14
1.8 Bibliographie	16
II Description de la chaîne d'expérimentation	19
2 Description de la chaîne de collision	23
2.1 De la production à l'injection des protons dans le Tevatron	23
2.1.1 La source de protons	23
2.1.2 L'accélérateur linéaire	24
2.1.3 Le synchrotron	27
2.1.4 L'injecteur principal	27
2.2 De la production à l'injection des antiprotons dans le Tevatron	28
2.2.1 La source d'antiprotons	28
2.2.2 L'homogénéisation en énergie du faisceau	29
2.2.3 L'accumulateur	30
2.2.4 L'injecteur principal	30
2.2.5 Le recycleur	30
2.3 De l'injection des particules dans le Tevatron à leur collisions	30
2.3.1 La préparation des collisions	30
2.3.2 Quelques dates et nombres associés au Tevatron	31
2.4 Bibliographie	32
3 Description du détecteur	35
3.1 Prélude sur le système de coordonnées et les grandeurs transverses	35
3.2 Les systèmes de trajectographie	38
3.2.1 Le trajectographe à micro-pistes de silicium	38

3.2.2	Le trajectographe à fibres scintillantes	39
3.2.3	Le solénoïde	39
3.2.4	Précision du système de trajectographie	40
3.3	Les détecteurs de pieds de gerbes	40
3.4	Le système de calorimétrie	41
3.4.1	Le calorimètre	42
3.4.2	La région inter-cryostat	44
3.5	Le spectromètre à muons	45
3.5.1	Les chambres à dérive	47
3.5.2	Les compteurs à scintillation	48
3.5.3	Le blindage	48
3.6	Les luminomètres	49
3.6.1	Mesure de la luminosité	49
3.6.2	Les luminomètres	50
3.7	Le système de déclenchement	52
3.7.1	Le système de déclenchement de niveau 1	53
3.7.2	Le système de déclenchement de niveau 2	53
3.7.3	Le système de déclenchement de niveau 3	54
3.7.4	Enregistrement de données d'étalonnage	54
3.8	Un bref historique du <i>Run II</i>	55
3.9	Bibliographie	56
4	La reconstruction des événements	57
4.1	La reconstruction des traces	57
4.1.1	L'algorithme de l'histogramme chercheur de traces	58
4.1.2	L'algorithme alternatif	58
4.1.3	Le chercheur global de traces	58
4.2	La reconstruction des vertex	59
4.3	La reconstruction des jets	59
4.3.1	L'algorithme de reconstruction et d'identification	60
4.3.2	Étalonnage de l'énergie des jets	60
4.4	La reconstruction et l'identification des électrons	63
4.4.1	La reconstruction des gerbes électromagnétiques	63
4.4.2	L'identification des électrons	63
4.5	La reconstruction des muons	64
4.5.1	Qualité globale du muon	64
4.5.2	Qualité de la trace	66
4.5.3	Qualité d'isolation	66
4.6	La reconstruction de l'énergie transverse manquante	66
4.7	Bibliographie	67
5	L'amélioration de la simulation des muons	69
5.1	Source du désaccord entre données et événements Monte-Carlo	70
5.1.1	Association des muons à des traces bien reconstruites	71
5.1.2	Isolation des muons	71
5.1.3	Origine des muons	74
5.1.4	Reconstruction de l'impulsion transverse des muons	75
5.2	D'autres effets de désaccord observé entre données et Monte-Carlo	76
5.2.1	Variation de la résolution dans le temps	76
5.2.2	Désaccord dans l'échelle de l'impulsion transverse	77
5.3	Nouvelle méthode de dégradation des muons	77
5.3.1	Formule historique de description de la résolution	78

5.3.2	Améliorations possibles de la formule de résolution	78
5.3.3	Nouveau processus de dégradation	80
5.4	Mesure des paramètres de dégradation	81
5.4.1	Sélection des données et des événements Monte-Carlo	81
5.4.2	Mesure des paramètres de dégradation	82
5.4.3	Détermination des incertitudes systématiques	90
5.5	Résolution associée à la mesure de l'impulsion transverse	90
5.5.1	Détermination des paramètres de résolution	90
5.5.2	Résultat des paramètres de résolution	93
5.5.3	Erreurs statistiques associées	94
5.5.4	Incertitudes systématiques associées	94
5.5.5	Résultats avec les paramètres de résolution	94
5.6	Conclusion	96
5.7	Bibliographie	97
III	Mesure de la masse du quark top	99
6	Sélection des événements top-anti-top	103
6.1	Données et événements simulés utilisés	104
6.1.1	Les données	104
6.1.2	Les événements simulés	104
6.2	Correction des événements simulés	105
6.2.1	Correction des événements	106
6.2.2	Correction des objets reconstruits	109
6.2.3	Correction de l'efficacité du système de déclenchement	113
6.3	Sélection des événements	113
6.3.1	Conditions sur les électrons	113
6.3.2	Conditions sur les muons	114
6.3.3	Conditions sur les jets	114
6.3.4	Sélection globale	114
6.3.5	Sélections topologiques	116
6.4	Évaluation du bruit de fond instrumental	118
6.4.1	La mauvaise identification des électrons	118
6.4.2	La mauvaise identification des muons	119
6.5	Conclusion	121
6.6	Bibliographie	122
7	Mesure de la masse du quark top	125
7.1	De la fonction de vraisemblance à la masse du quark top	126
7.1.1	Introduction sur les fonctions de vraisemblance	126
7.1.2	La fonction de probabilité via l'élément de matrice	126
7.2	Détermination des fonctions de transfert	127
7.2.1	La fonction de transfert de l'énergie des jets	128
7.2.2	La fonction de transfert de l'impulsion transverse des muons	130
7.2.3	Prise en compte de l'impulsion transverse du système top-anti-top	132
7.3	La probabilité de signal	134
7.3.1	Calcul de la probabilité du signal	135
7.3.2	Normalisation de la probabilité de signal	136
7.4	La probabilité de bruit de fond	136
7.4.1	Détermination de la fonction de transfert du lepton τ	137
7.4.2	Calcul de la probabilité de bruit de fond	137

7.4.3	Normalisation de la probabilité de bruit de fond	138
7.5	Extraction de la masse à partir de la fonction de vraisemblance	138
7.6	Étalonnage de la méthode — ensemble de tests	139
7.7	Résultats de l'étalonnage	140
7.8	Mesure de la masse du quark top	144
7.9	Combinaison des différentes mesures	144
7.10	Mesure des incertitudes systématiques associées	147
7.10.1	Sources d'incertitudes relatives à la modélisation du détecteur	148
7.10.2	Sources d'incertitudes relatives à la modélisation des processus physiques	149
7.10.3	Source d'incertitude relative à la méthode d'analyse	150
7.10.4	Résumé	150
7.11	Conclusion	150
7.12	Bibliographie	154
8	Optimisation de la sélection des événements	157
8.1	L'algorithme d'identification des jets issus de quarks b	158
8.1.1	L'algorithme d'identification des seconds vertex — SVT	158
8.1.2	L'algorithme d'identification par la probabilité du temps de vie des jets — JLIP	158
8.1.3	L'algorithme d'identification par le comptage des paramètres d'impacts signés — CSIP	158
8.1.4	La combinaison des résultats des algorithmes précédents dans un réseau de neurones	159
8.1.5	Estimation de l'efficacité du réseau de neurones	160
8.2	Optimisation de la sélection des événements top-anti-top	161
8.2.1	Préambule sur la comparaison des erreurs statistiques attendues	162
8.2.2	Canal ee	162
8.2.3	Canal $e\mu$	163
8.2.4	Canal $\mu\mu$	163
8.3	Nouvelles mesures de la masse du quark top	164
8.3.1	Détermination des courbes d'étalonnage	164
8.3.2	Extraction de la masse des données	167
8.3.3	Combinaison des différents canaux	168
8.4	Conclusion	170
8.5	Bibliographie	170
9	Amélioration de l'estimation d'incertitudes systématiques	173
9.1	L'échelle d'énergie des jets issus de la désintégration d'un quark b	173
9.1.1	La détermination des fonctions de correction	174
9.1.2	L'identification du parton ayant engendré un jet dans les événements Monte-Carlo	175
9.1.3	L'application des fonctions de correction pour l'estimation de l'incertitude systématique	180
9.2	Les effets d'ordres supérieurs et le modèle d'hadronisation	180
9.2.1	Différences entre les événements générés avec les générateurs ALPGEN+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG	182
9.2.2	Différences entre les événements générés avec les générateurs ALPGEN+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG	187
9.2.3	La correction des radiations émises dans l'état initial	190
9.2.4	L'impact sur l'incertitude systématique	190
9.3	Conclusion	192
9.4	Bibliographie	192

Conclusion	195
A Développement d'outils pour la grille de calcul WLCG	201
A.1 L'utilisation traditionnelle de la grille	202
A.1.1 La soumission traditionnelle d'une tâche	202
A.2 Le développement de nouveaux outils de soumission de tâches	203
A.3 Conclusion	204
A.4 Bibliographie	204
Annexes	201
Glossaire	207

Remerciements

DÉJÀ TROIS ANNÉES ÉCOULÉES ; CES TROIS années de thèse tant rêvées durant tout une enfance, durant de longs mois d'études qui, une fois réunis, représentent vingt-trois années d'enseignement et 88,5% de ma vie. Ces trois années ont été riches en découverte du monde et de soi, en ouverture, en rencontres, en partage, en émotions... finalement en Vie. Ces trois années forment un tremplin pour l'avenir, pour demain, et annoncent des choses nouvelles et insoupçonnées. Mais tout ça n'aurait pu être ainsi sans votre travail, votre présence, votre soutien, vos joies, vos rires ou votre amour. C'est pourquoi, à chacun d'entre vous et, particulièrement :

À M. Philippe CHOMAZ et Mme Ursula BASSLER, respectivement chef de l'institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers et chef du service de physique des particules, pour m'avoir accueilli et permis d'effectuer cette thèse ;

À MM. Roberto CHIERICI et Arnaud LUCOTTE, rapporteurs de mon manuscrit, pour avoir pris le temps de le lire, de m'apporter des remarques et commentaires puis d'être venus de si loin pour participer à ma commission d'examen ;

À Mme Frédérique BADAUD et M. Jacques CHAUVEAU, respectivement examinatrice et président du jury, pour avoir accepté d'en faire partie et d'avoir fait le déplacement, parfois lointain ;

À MM. Marc BESANÇON, Didier VILANOVA et Viatcheslav SHARYY. À Marc, pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, avoir cru en moi et m'avoir toujours appuyé, y compris dans les moments tant pénibles, comme lorsque mon accès au CEA se faisait attendre, que difficiles, où nos réunions hebdomadaires ont été très fructueuses. À Didier, pour avoir accepté de diriger ma thèse, pour avoir pris le temps de relire, de commenter et de corriger ma thèse ; même si je regrette encore ces nombreuses pages de manuscrit écrites, supprimées de la version finale d'un seul trait de crayon, ou ces mots d'un ancien temps qu'il me plaisait à y voir figurer. « Nonobstant cela, vous m'avez arraisonné à bon droit sur le fait que cet ouvrage n'était point littéraire ; il m'a sied de faire ces modifications en conséquence ». À Slava, pour m'avoir encadré pendant tout ce temps, pour m'avoir aidé à avancer, à me faire ma place dans cette grande thématique qu'est la physique du top, pour tes remarques et conseils, pour ta relecture attentive de ce manuscrit, mais surtout pour ta bonne humeur, ta grande gentillesse, ta patience et ton incroyable attention. Il faut dire qu'entre l'école d'Ukraine et les longues soirées russes passées à Chicago à manger *pelmenis*, *prianiki* et à boire (un peu ? !) vodka, nous avons pu partager, tous ensemble, bien plus que de la physique ! Grâce à toi, et malgré mon côté basque, je sais que ce breuvage est le seul à avoir raison de moi ;

Au reste de l'équipe permanente de DØ de Saclay : Frédéric, Boris, Fabrice, Christophe, Pierre et Maxim, pour votre dynamisme, votre jeunesse, votre fougue et votre talent. À Fred, plus particulièrement, pour ta proposition des réunions hebdomadaires, ta passion pour les « *todo list* » et surtout ton animation du bureau de Saclay à Fermilab (même si je sais qu'en lisant ça, tu vas dire que tu « rêves total » :). Boris, pour ta capacité à m'avoir fait découvrir le monde merveilleux des muons et à y m'avoir guidé avec brio, pour nos « geekerries », pour tes cours de karaté et les batailles de neige, pour ton côté « Wikipedia vivant » et nos discussions farfelues (quid de la capacité d'une fusée à voler droit ? Et les boules de feu des orages ? Mais comment se forment-ils d'ailleurs ? Et la reproduction des lapins ? ...) mais aussi pour nos discussions plus sérieuses sur la dureté de la vie et de l'amour ! Et Fabrice, pour

ces sorties dans les bars de Jazz dans le *main loop* de Chicago ainsi que les samedis à faire de l'escalade pour finir par des agréables séances de Hammam, sans oublier ces quelques matchs de squash. Beaucoup de choses resteront dans ma mémoire : des quantités phénoménales de pots de yaourt et de bouteilles de jus d'oranges dans le frigo, au pull en laine pure vierge plein de café, en passant par le *chicken massala*, les soirées *Time's Up* et son tristement célèbre *Golden Mary*, la nuit à pousser la voiture enlisée de Slava sous un blizzard d'une rare ampleur, pour finir par tenter de dormir par une dizaine de degrés dans la maison en se réchauffant avec n'importe quoi pouvant servir de bouillotte de fortune... ;

Aux doctorants et post-doc de l'équipe de DØ de Saclay : Solène, Romain, Cécile, Émilien, Alexander et Zdenek. À Solène, pour avoir su assurer la bonne ambiance dans le bureau et dans la maison de Saclay : grâce à tes discussions qui dérivait toujours et tes jeux en tout genre. À Romain, pour les morceaux de guitare à Chicago, les percussions de fortune un peu partout et les matchs de squash : j'ai quand même réussi à te battre. À Cécile, pour nos longues discussions, nos fou-rires, pour les midis squash et soirées natation, pour tes conseils en tout genre et pour tout le plaisir que j'ai eu à travailler avec toi. À Alexander, pour l'aide que tu m'as apportée sur le sujet et pour avoir eu le plaisir de travailler avec toi. À Émilien, Zdenek, Alexandre et Antoine, bon courage pour votre thèse ou post-doc sur l'expérience et profitez-en bien ;

Aux autres permanents, thésards de DØ et du CEA. En particulier : à Ève, pour tout ce que nous avons pu partager au sein de notre bureau, des rires aux discussions trop sérieuses, et Jie, pour ta gentillesse et ta si grande discrétion : il a dû être bien dur de nous supporter pendant autant de temps ! Mais aussi à Flor, Matthieu, Jonathan, David, Florian, pour nos discussions, nos échanges, nos soirées ;

À mes amis, dont leur amitié et leur présence m'a été très précieuse durant cette thèse — et particulièrement durant les derniers mois. À Aurélien, pour ta présence quotidienne, ton impressionnante écoute, ta manière de relativiser et de me soutenir. À Stéphanie, pour notre grande amitié, même si notre éloignement géographique et cette thèse ont mis ce lien à l'épreuve. À Anne, Artus, Solène, Claire, Matthieu, Marthe, Constance, Anne-Laurence, Benoît, Marion, Denis, Alexandra, Anne-Flamine, Auriane, Claire, Laure, Floriane, pour nos déjeuners, nos soirées, nos week-end loin de Paris, nos échanges, votre attention et votre importante présence à mes côtés. À Jean-François, pour ta gentillesse, ton écoute, tes conseils, ta présence et surtout, pour avoir fait autant de centaines de kilomètres en une seule journée pour venir assister à ma soutenance ;

À mes amis et collègues de la branche secourisme de l'Ordre de Malte et particulièrement à : Yann, Raphaëlle (Raphi), Yannick (Yaya), Nathalie, Anne-Karen (AK), Pauline (Cadre op'), Pascal, Charlotte (La suédoise), Bernard (Chef-chef), Bénédicte, Alexandre (PV et bichounet), Michael (L'enchanteur), Renaud, Pierre-Yves (PYC et PYA), Constance, Évelyne (Tollèche), Marie-Albane, Marie-Alexandra (Malax), Marie-Capucine, Madeleine, Tiphaine, Jonathan (Bouclette et Pollak), François, Henri, Benoît, Sixtine (Barbie), Matthias (Pépi), Guillaume, Cyril, Laëtitia, Marc, Sylvain, Vincent, Denis, Blandine, Anaïs, Aliénor... pour la joie que vous rayonnez, pour ces postes et ces gardes Samu ou pompier d'où l'on ressort toujours plus serein, heureux et affermi, pour nos interventions et nos crises de fou-rire à n'en plus finir, pour nos longues soirées et finalement pour la Vie que vous arrivez à faire résonner en moi ;

À Charlotte, pour le temps que tu m'as offert de vivre en ta présence, pour mes yeux et mon cœur que tu as réussi à ouvrir et d'où tu as fait jaillir de magnifiques choses, pour tous ces postes et gardes — en particulier ma première garde Samu —, dans la chaleur d'une journée de la sécurité civile ou dans le froid glacial d'une fête de la Saint-Sylvestre au pied de la Tour Eiffel, pour ces soirs au coin du feu ou à corriger des copies, pour ce week-end en Bourgogne... Je ne t'oublierai jamais ;

À mes étudiants en première année à Jussieu, pour tout ce que nous avons pu partager, pour leur intérêt, leur questions, leur attention, leurs regards, leur respect. Particulièrement, à Stéphanie et Anne-Solenn, pour nos échanges, nos discussions, et les bons moments que nous avons eu la chance de partager ;

À ma famille et particulièrement mes grands-parents, ma maman et mes deux sœurs, pour avoir cru en moi, pour m'avoir soutenu voire redonné confiance dans les moments plus difficile. C'est vrai

que je n'ai pas été très présent durant ces trois années, mais votre patience était là. Et particulièrement à papi pour les illustrations présentes sur les pages des parties de ce document, que tu as réalisées pour moi : elles sont magnifiques ;

Enfin, à Pierre, Martine et leurs enfants, pour votre présence, votre amour et votre soutien indéfectible. Vous m'avez tellement donné, vous avez toujours été là comme à l'image de cette balade sur le sable : aussi bien côte-à-côte qu'à me porter pour aller tout droit, jusqu'au bout, quoi qu'il advienne, par tempête ou calme plat. Je vous dois tellement ! Cette thèse, qui vous est dédiée, en est un modeste présent ;

je souhaite, du fond de mon cœur, vous remercier plus que chaleureusement.

Aurélien Croc de Suray

Introduction

Dieu dit : Que la lumière soit ! Et la lumière fut. Dieu vit que la lumière était bonne ; et Dieu sépara la lumière d'avec les ténèbres. Dieu appela la lumière jour, et il appela les ténèbres nuit. Ainsi, il y eut un soir, et il y eut un matin : ce fut le premier jour.

L'ancien Testament, Genèse 1, 3–5

QUELQUES 10^{-43} s APRÈS LE BIG BANG, TOUT l'univers est concentré dans un volume bien plus petit qu'un atome et où il y règne une température extrêmement élevée. Jusqu'à 10^{-25} s, l'univers est en expansion fulgurante ; les interactions, jusqu'alors unifiées, se divisent et font apparaître l'interaction gravitationnelle, forte et électrofaible ; la température diminue et des particules élémentaires sont créées pour former un plasma de quarks et de gluons où les quarks top se retrouvent en très grande majorité. À la suite de quoi, ces derniers, instables, se désintègrent et engendrent de nouveaux partons, plus légers. Jusqu'à 10^{-5} s, la brisure de la symétrie électrofaible fait apparaître les deux dernières interactions : électromagnétique et faible ; la température étant devenue suffisamment basse, les quarks peuvent s'hadroniser en protons et neutrons stables. Il faut attendre trois minutes pour que les protons et les neutrons ainsi formés s'associent pour former les premiers noyaux de deutérium, de tritium et d'hélium ; et plus de 300 000 ans pour que l'univers, initialement opaque, devienne transparent aux rayonnements électromagnétiques et que les photons puissent s'en échapper. Avec le temps, l'univers se refroidit, permettant aux électrons de s'associer avec les noyaux ; la matière ainsi formée s'accrète sous l'effet de la gravitation et forme les grandes structures de l'univers : étoiles, planètes, galaxies etc.

Ce récit est l'une des hypothèses de l'évolution de l'univers à partir du Big Bang. Elle se vérifie de jour en jour au travers de nombreuses expériences d'astro-particules et de cosmologie. Mais elle peut aussi se vérifier par des expériences de physique des particules étudiant l'infiniment petit auprès des collisionneurs. À ce titre, l'étude du quark top, découvert en 1995 au Tevatron par les expériences CDF et DØ, est un axe de recherche important tant il est supposé avoir été présent en abondance dans des premiers instants après le Big Bang. De plus, le top est l'une des particules élémentaires du modèle standard. Une mesure approfondie de ses différentes caractéristiques permet de tester et de valider davantage ce modèle tout en permettant, comme il sera décrit ultérieurement, de contraindre la masse du boson de HIGGS : la dernière particule prédite par le modèle standard et qui n'a, à ce jour, pas encore été observée. Fort de ces constatations, l'étude détaillée dans ce manuscrit décrit la mesure de la masse du quark top en utilisant les données acquises par l'expérience DØ entre les années 2002 et 2010.

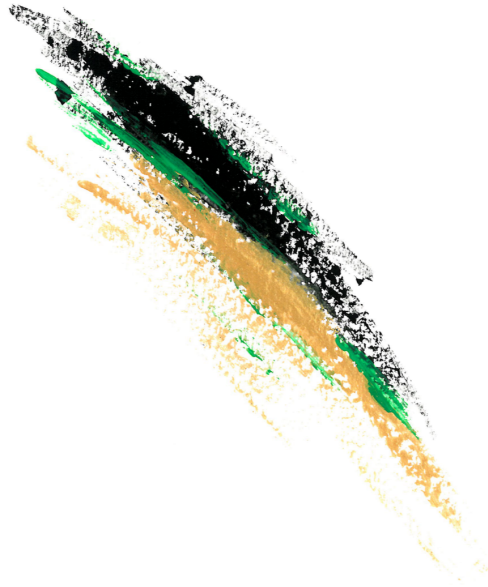
Ce manuscrit est divisé en trois parties distinctes. La première partie abordera les connaissances théoriques liées au quark top tandis que la seconde détaillera la chaîne d'acquisition des données et une partie du travail préparatoire nécessaire aux analyses. Enfin, la dernière partie développera, à proprement parler, la mesure de la masse du quark top.

En particulier, dans le chapitre 1, une discussion brève théorique sera menée autour du quark top, de sa production au Tevatron à sa désintégration en passant par l'importance de la mesure de sa

masse et les différentes méthodes pour y parvenir.

Le chapitre 2 présentera le fonctionnement de toute la chaîne d'accélération permettant de faire rentrer en collision des paquets de protons et d'antiprotons ayant chacun une énergie de 980 GeV. La description du détecteur DØ et du système d'acquisition des données sera développée dans le chapitre 3 où la reconstruction des événements sera abordée dans le chapitre 4. Et, parce que la plupart des analyses nécessitent l'utilisation d'événements simulés, le chapitre 5 détaillera le travail mené sur la simulation des muons afin que celle-ci représente au mieux les observations faites dans les données.

Afin de pouvoir mesurer la masse du quark top, il est nécessaire de sélectionner les événements mettant en œuvre de tels quarks. Pour cela, une sélection, décrite dans le chapitre 6, a été mise en place. La masse est alors extraite de l'étude de ces événements au travers d'une méthode appelée « méthode de l'élément de matrice » dont sa description et les résultats obtenus sont donnés dans le chapitre 7. Afin d'optimiser ces résultats et de diminuer les incertitudes systématiques, des travaux sur une nouvelle méthode de sélection des événements ainsi que sur l'amélioration de la détermination des incertitudes systématiques sont présentés dans les chapitres 8 et 9.



Première partie

Quelques notions de théorie

« La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi! »

Albert Einstein

Chapitre

1

Sommaire

- 1.1 Les propriétés du quark top
- 1.2 La production du quark top
- 1.3 La désintégration du quark top
- 1.4 L'importance de la mesure de la masse du quark top
- 1.5 Définition de la masse du quark top
- 1.6 Différentes méthodes de mesure de la masse
- 1.7 Conclusion
- 1.8 Bibliographie

La physique du quark top au Tevatron

C'est la théorie qui décide de ce que nous pouvons observer.

Albert Einstein

C'EST EN 1975 QUE LE LEPTON τ OU tauon a été découvert, ouvrant ainsi l'existence d'une troisième famille de fermions. Deux ans plus tard, cette supposition s'est confirmée avec la mise en évidence du quark b . Des mesures de sa charge et de son hypercharge ont confirmé le fait que ce dernier faisait partie d'un doublet d'isospin faible et qu'il existait alors un sixième quark, partenaire. Il faudra attendre 1995 pour que les expériences CDF [1] et DØ [2] découvrent le quark top dans l'intervalle en masse prédit par les contraintes électrofaibles [3]. C'est alors un franc succès pour le modèle standard [4, 5] qui confirme sa robustesse et sa capacité à décrire avec une précision inégalée le monde de l'infiniment petit. Le contenu des particules élémentaires le constituant ainsi que leur masse associée sont illustrés sur la figure 1.1 ; mis à part le boson de HIGGS qui n'a pas encore été mis en évidence, toutes les autres particules ont été observées.

Ce chapitre traitera, dans un premier temps, des différentes propriétés du quark top pour poursuivre sur sa production au Tevatron puis sa désintégration. L'importance de la mesure de la masse du quark top sera ensuite développée, une discussion sur la masse mesurée sera engagée et les différentes méthodes de sa mesure seront finalement succinctement décrites.

1.1 Les propriétés du quark top

Le quark top se caractérise à travers quatre paramètres fondamentaux : sa charge, son spin, sa masse et son temps de vie. Les mesures expérimentales les plus récentes font état d'une masse de

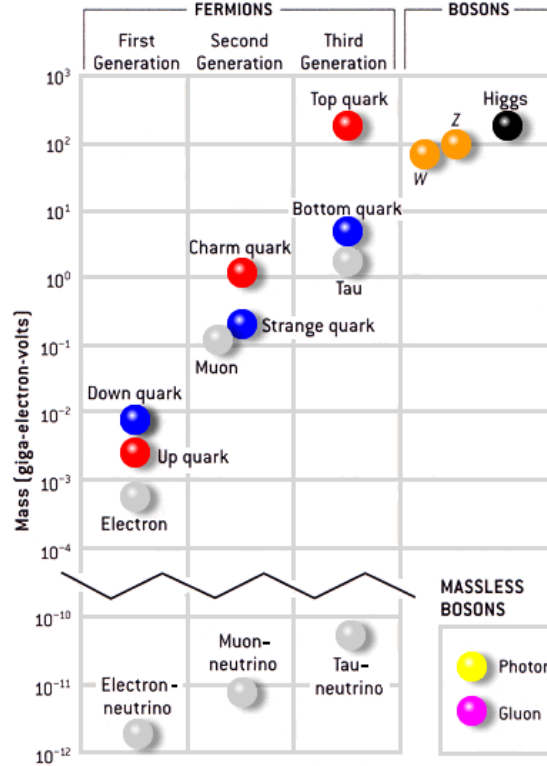


FIGURE 1.1 – Représentation des différentes particules élémentaires constituant le modèle standard, suivant leur type, leur famille et leur masse.

$173,3 \pm 0,6$ (stat.) $\pm 0,9$ (syst.) GeV [6] avec une durée de vie théorique attendue de $5 \cdot 10^{-25}$ s [7], où une limite supérieure sur la distance caractéristique de vol est mesurée expérimentalement et vaut $c\tau < 52 \mu\text{m}$ [8]. La charge prédite par le modèle standard est de $Q = +2/3$ et, bien qu'aucune analyse publiée ne l'ait encore mesurée directement, d'autres études ont réfuté que celui-ci soit un quark exotique de charge $Q = -4/3$ se désintégrant en un boson W^- et un quark b , à plus de 95% de degré de confiance [9]. Enfin, son spin est prédit par le modèle standard comme étant $S = 1/2$ mais aucune mesure directe n'a pu le vérifier.

De ces différents paramètres, il en vient que le quark top a des caractéristiques atypiques. Sa masse, équivalente à celle d'un atome d'or, est la plus élevée parmi les particules élémentaires connues à ce jour. Son temps de vie, le plus court jamais observé, fait que ce quark se désintègre avant même d'avoir pu s'hadroniser et préserve sa polarisation. Cela fait de lui une sonde idéale pour améliorer la compréhension de la chromodynamique quantique et tester davantage le modèle standard.

1.2 La production du quark top

Jusqu'à la mise en service du LHC, le Tevatron était le seul endroit où des quarks top étaient produits. D'après le modèle standard, ceux-ci sont soit produits par paire top-anti-top ou $t\bar{t}$, au travers de l'interaction forte, soit produits seul par interaction faible ; ce dernier cas est présenté dans la littérature sous l'appellation *single top*. La suite de ce manuscrit ne traitera que du premier cas de production dont les diagrammes de FEYNMAN sont représentés sur la figure 1.2. Ceux-ci se découpent en deux types de processus : la production de paires de quarks top-anti-top par annihilation d'un quark avec un anti-quark (cf. Fig. 1.2a) ou par fusion de deux gluons (cf. Fig. 1.2b).

Le processus de production peut être décrit par le théorème de factorisation qui est la convolution de deux termes :

- un terme décrivant la structure des protons et antiprotons : les partons contenus dans les pro-

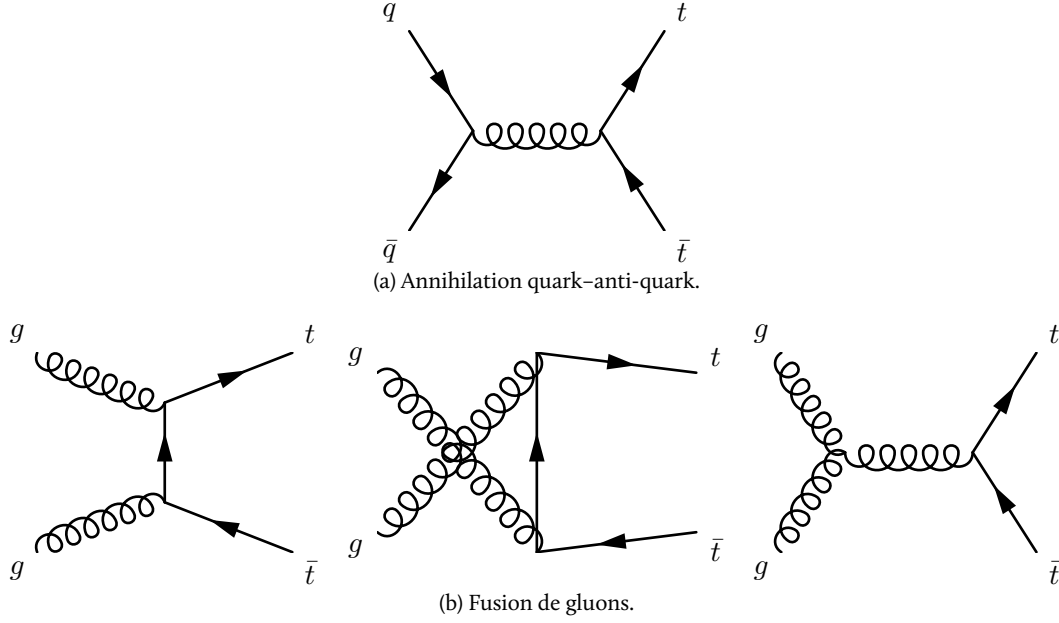


FIGURE 1.2 – Diagrammes de FEYNMAN de production de paires de quarks top-anti-top.

tons et antiprotons sont modélisés suivant des fonctions de distribution de partons ou *Parton Distribution Function (PDF)*. Celles-ci, notées $f_{\text{PDF}}(\epsilon, \mu_F^2)$, donnent la probabilité de trouver, à l'intérieur du hadron, un type de parton particulier possédant une fraction ϵ de l'impulsion longitudinale de celui-ci (cf. Fig. 1.3) ; l'échelle de factorisation μ_F correspond à l'échelle d'énergie où ces fonctions, déterminées à partir de données expérimentales [10], sont utilisées. Ce sont les fonctions CTEQ6L1 qui sont utilisées dans l'analyse décrite dans ce manuscrit ;

- un terme décrivant l'interaction dure : du fait des très hautes énergies mises en jeu, les partons se trouvant à l'intérieur des protons et des antiprotons sont faiblement liés. Il est alors possible de décrire leur interaction par la chromodynamique quantique perturbative.

Enfin, la dernière partie est l'hadronisation des partons se retrouvant dans l'état final. Le tout est schématisé sur la figure 1.4.

La section efficace de ce processus est alors :

$$\sigma_{p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}) = \sum_{a,b=g,q,\bar{q}} \int d\epsilon_1 d\epsilon_2 f_{\text{PDF } a/p}(\epsilon_1, \mu_F^2) f_{\text{PDF } b/\bar{p}}(\epsilon_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2, \mu_R^2) \quad (\text{I.1})$$

avec $\sum_{a,b=g,q,\bar{q}}$ la somme sur tous les types de partons, a et b , qu'il est possible d'avoir dans l'état initial, provenant du proton et de l'antiproton, ϵ_1 et ϵ_2 , la fraction d'impulsion du hadron correspondant emportée respectivement par le premier et le second parton et $\hat{\sigma}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2, \mu_R^2)$, la section efficace du processus partonique de production de paire de quarks top-anti-top qui est multipliée avec les deux fonctions de distribution de partons associées respectivement au premier et au deuxième parton : $f_{\text{PDF } a/p}(\epsilon_1, \mu_F^2)$ et $f_{\text{PDF } b/\bar{p}}(\epsilon_2, \mu_F^2)$. Cette section efficace $\hat{\sigma}$ dépend de \hat{s} défini comme $\hat{s} = \epsilon_1 \epsilon_2 s$ avec s l'énergie dans le centre de masse, de l'échelle de renormalisation μ_R^2 et de l'échelle de factorisation μ_F^2 ainsi que de la constante de couplage de l'interaction forte α_s qui dépend à son tour de l'échelle de renormalisation. En effet, du fait de l'apparition de divergences¹ dans le calcul des ordres supérieurs dans la théorie des perturbations, il est nécessaire d'effectuer une renormalisation de la théorie [11, 12]. Celle-ci se décompose en une régularisation dimensionnelle

1. En particulier, les fluctuations du vide engendrent la création puis l'annihilation de paires de particules virtuelles, représentées par des boucles dans les diagrammes de FEYNMAN. Puisque l'impulsion des particules circulant dans ces boucles n'est théoriquement pas bornée, l'intégrale de ces diagrammes diverge pour de grandes impulsions. Ce phénomène est connu sous le nom de divergence ultra-violette.

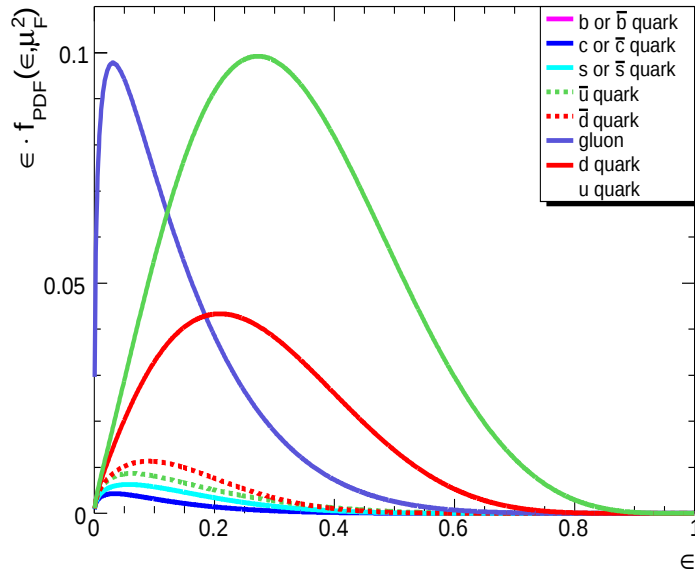


FIGURE 1.3 – Exemple de fonctions de distribution de partons dépendant du type de parton et de la fraction d'impulsion du hadron qu'il possède. L'échelle de factorisation est choisie comme étant $\mu_F = 170$ GeV. Cet exemple est issu des fonctions CTEQ6L1 [10].

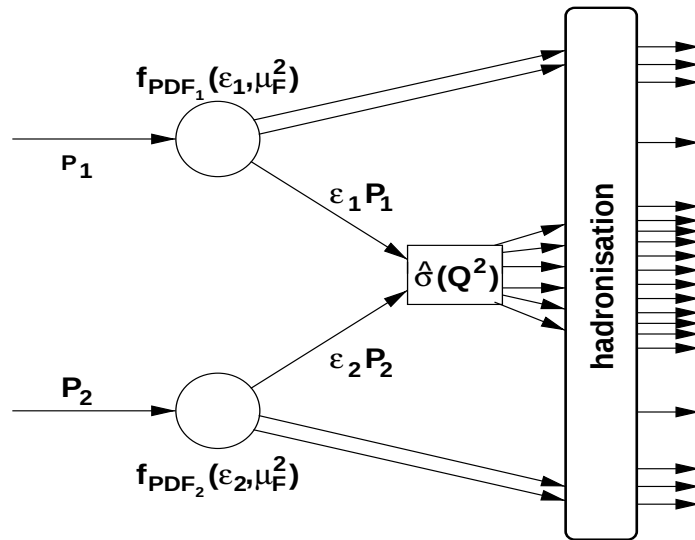


FIGURE 1.4 – Illustration d'un processus dur entre deux partons issus d'un proton et d'un antiproton. Il peut se découper en trois parties : la distribution des partons à l'intérieur des hadrons décrite par les fonctions de distribution de partons, le processus dur à proprement parler, décrit par la chromodynamique quantique perturbative et l'hadronisation.

des paramètres du Lagrangien qui permet de séparer les termes divergents des termes convergents et qui nécessite l'introduction d'une échelle de renormalisation, puis une redéfinition des constantes de couplages afin de *réabsorber* les divergences. Ces constantes dépendent² donc du schéma et de l'échelle de renormalisation. Aussi, le processus de factorisation fait intervenir une échelle de factorisation qui sépare le domaine à courte distance, perturbatif, de celui à longue distance, non perturbatif [11, 12, 13]. Sa valeur est souvent prise égale à l'échelle de renormalisation pour que l'approche perturbative reste valide.

À l'ordre des arbres³, la section efficace du processus partonique s'écrit [14] :

$$\hat{\sigma}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_F^2, \mu_R^2) = \int_{\Phi_6} \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}_{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow y}|^2}{\hat{s}} d\Phi_6 \quad (I.2)$$

avec :

$$|\mathcal{M}_{q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow y}|^2 = \frac{g_s^4}{9} F \bar{F} (2 - \beta^2 s_{qt}^2) \quad (I.3)$$

où $g_s^2/4\pi = \alpha_s$, $\beta = v/c$ avec v la vitesse du quark top dans le référentiel du centre de masse du système top-anti-top, s_{qt} , le sinus de l'angle entre le parton de l'état initial et le quark top dans le référentiel du centre de masse du système top-anti-top, et :

$$F = \frac{g_w^4}{4} \left(\frac{m_{b\bar{b}}^2 - m_{l\nu}^2}{(m_{b\bar{b}}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2} \right) \left(\frac{m_{b\bar{b}}^2 (1 - \hat{c}_{bl}^2) + m_{l\nu}^2 (1 + \hat{c}_{bl}^2)}{(m_{l\nu}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \right) \quad (I.4)$$

$$\bar{F} = \frac{g_w^4}{4} \left(\frac{m_{b\bar{b}}^2 - m_{l\nu}^2}{(m_{b\bar{b}}^2 - m_t^2)^2 + (m_t \Gamma_t)^2} \right) \left(\frac{m_{b\bar{b}}^2 (1 - \hat{c}_{bl}^2) + m_{l\nu}^2 (1 + \hat{c}_{bl}^2)}{(m_{l\nu}^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2} \right) \quad (I.5)$$

où g_w est la charge faible, m_t et m_W sont les masses du quark top et du boson W , m_{xyz} et m_{yz} , respectivement les masses invariantes du quark top et du boson W où x, y, z et y, z sont leurs produits de désintégration, \hat{c}_{xy} , le cosinus de l'angle entre les particules x et y dans le référentiel du centre de masse du boson W et enfin Γ_t et Γ_W , les largeurs de désintégration du quark top et du boson W où [15] :

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2} \right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2} \right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2} \right) \right) \quad (I.6)$$

avec G_F la constante de couplage de FERMÍ.

Du fait des contraintes cinématiques, il n'est possible de produire des paires de quark top-anti-top que si $\hat{s} > 4m_t^2$. En supposant $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, il vient que la fraction d'impulsion minimum que doit emporter chaque parton pour que le processus puisse se produire est $\epsilon = \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$. Or, au Tevatron, $\sqrt{s} = 1,96$ TeV, donc $\epsilon \simeq 0,18$. D'après la figure 1.3, les partons les plus probables emportant cette énergie sont les quarks de valence u et d et ensuite les gluons. Alors, les processus de création de paire de quarks top-anti-top majoritaires sont ceux par annihilation de quarks-anti-quark à 85% ; vient ensuite la fusion de gluons dans 15% des cas⁴ [16, 17].

Enfin, la section efficace théorique de production de paires de quarks top-anti-top au Tevatron est de $7,91 \pm 0,50$ pb [18]. Celle-ci est cent fois plus importante au LHC.

2. La théorie ne dépend de cette échelle que parce qu'il n'est possible de faire les calculs que jusqu'à un certain ordre en perturbation.

3. Il est à noter que l'élément de matrice du processus de création et d'annihilation de paire de quarks top-anti-top a aussi été calculé à l'ordre suivant dans la théorie des perturbations.

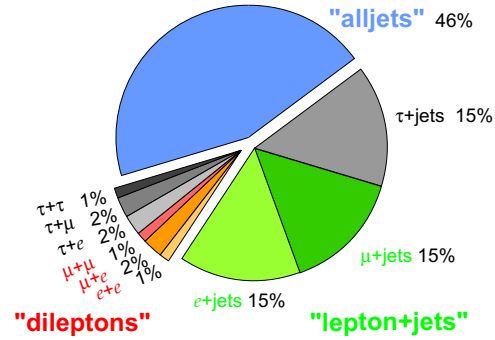
4. En revanche, pour le LHC qui a une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, $\epsilon \simeq 0,025$. La probabilité que les gluons emportent une impulsion suffisante est la plus importante, ce qui rend le processus de fusion de gluons majoritaire, à plus de 90%.

Top Pair Decay Channels

$\bar{c}s$	electron+jets	muon+jets	tau+jets	all-hadronic		
$\bar{u}d$						
$\tau^+ \tau^-$	$e\tau$	$\mu\tau$	$\tau\tau$	tau+jets		
$\mu^+ \mu^-$	$e\mu$	$\mu\mu$	$\tau\mu$	muon+jets		
$e^+ e^-$	ee	$e\mu$	$e\tau$	electron+jets		
W decay	e^+	μ^+	τ^+	$u\bar{d}$	$c\bar{s}$	

(a) Canaux de désintégration.

Top Pair Branching Fractions



(b) Rapports d'embranchement.

FIGURE 1.5 – Canaux de désintégration et rapports d'embranchement d'une paire de quarks top-anti-top.

1.3 La désintégration du quark top

Selon le modèle standard, le quark top se désintègre quasi-exclusivement [19] en un boson W et un quark b . Un classement est alors constitué en fonction des canaux de désintégration des deux bosons W (cf. Fig. 1.5). Dans deux tiers des cas, ceux-ci se désintègrent en une paire de quarks tandis que dans le tiers restant, ils se désintègrent en un lepton et son neutrino associé. Il est à noter que, du fait de la difficulté de reconstruire des tauons, ceux-ci ne seront pas pris en compte à moins qu'ils se désintègrent en un électron ou un muon et deux neutrinos. Trois différentes classes de canaux existent : les canaux tout hadronique, les canaux semi-leptonique et les canaux di-leptoniques :

les canaux di-leptoniques : dans ces canaux, qui représentent 6,5% de tous les états finals, les deux bosons W se désintègrent en un lepton et le neutrino correspondant. Dans les analyses, les paires de leptons considérées sont : ee , $e\mu$, $\mu\mu$, $e\tau$, $\mu\tau$, $\tau\tau$ où les leptons tau se désintègrent en un électron ou un muon et deux neutrinos. Le détail de la signature de ces canaux, les bruits de fond à considérer ainsi que les moyens mis en œuvre pour réduire leur présence sont développés dans les chapitre 6 et 8 ;

les canaux semi-leptonique : ces canaux représentent 35% de tous les états finals. L'un des boson W se désintègre en un lepton et son neutrino correspondant tandis que l'autre boson se désintègre en deux quarks. Les états finals considérés sont : $e + \text{jet}$, $\mu + \text{jet}$ et $\tau + \text{jet}$ où le tau se désintègre en un électron ou un muon et deux neutrinos. Ces canaux sont caractérisés par la présence d'un lepton de grande impulsion transverse, de deux jets issus de quarks b , de deux autres jets de grande impulsion transverse et de l'énergie transverse manquante. Le bruit de fond principal est composé de bosons W se désintégrant en un lepton et le neutrino correspondant, associés de jets. Une autre possibilité est un événement à plusieurs jets dont l'un d'entre eux est identifié comme étant un électron. Comme ce qui est décrit au chapitre 8, l'utilisation de l'étiquetage des jets engendrés par un quark b permet de réduire une grande partie du bruit de fond. Cette méthode est d'autant plus adéquate dans ces canaux que la statistique y est beaucoup plus importante que dans les canaux di-leptoniques. Enfin, la cinématique de ce canal est complètement contrainte à la différence des canaux di-leptoniques. Il reste cependant un problème d'association des différents jets qu'il est nécessaire de lever pour certaines analyses comme la mesure de la masse ;

les canaux tout hadronique : ces canaux sont les plus prépondérants et représentent 46% de tous les états finals. Ici, les deux bosons W se désintègrent en deux quarks. Leur signature est alors six jets de haute impulsion transverse dont deux, issus de quarks b . Ils ne contiennent ni leptons ni énergie transverse manquante. Le bruit de fond principal provient d'événements multi-jets qui sont très difficilement modélisables avec les générateurs actuels. Cependant, il est possible de le réduire par l'intermédiaire de l'étiquetage des jets engendrés par des quarks b . Et, bien que la cinématique de ces événements soit parfaitement connue, il reste la difficulté d'association des six jets sur 90 possibilités différentes qui doit être levée pour certaines analyses comme la mesure de la masse.

1.4 L'importance de la mesure de la masse du quark top

Bien que la masse du quark top soit l'un des paramètres libres⁵ du modèle standard qui lui sont associés et qu'il est donc nécessaire de mesurer, d'autres raisons rendent cette mesure d'autant plus importante.

L'une d'entre elle concerne les corrections radiatives à une boucle du propagateur du boson W . En effet, l'un des termes de ces corrections, $\Delta\rho$, est une somme sur tous les doublets fermioniques qui fait intervenir la différence en masse des deux fermions, m_{f1} et m_{f2} , de la boucle :

$$\Delta\rho = \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} \sum_f C_f |m_{f1}^2 - m_{f2}^2| \quad (1.7)$$

avec G_F , la constante de couplage de FERMÍ, et C_f , le nombre de charges de couleurs associées aux fermions. Du fait de la très grande masse du quark top par rapport aux autres quarks, sa contribution, dont le diagramme de FEYNMAN est représenté sur la figure 1.6, est prépondérante. Le terme vaut alors, dans une très bonne approximation :

$$\Delta\rho \simeq \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} 3m_t^2 \quad (1.8)$$

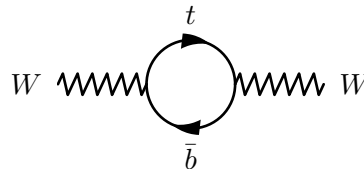


FIGURE 1.6 – Diagramme de FEYNMAN à une boucle intervenant dans les corrections radiatives du propagateur du W , mettant en œuvre le quark top.

Un autre terme intervenant dans les corrections radiatives à une boucle du propagateur du boson W fait intervenir le logarithme de la masse du boson de HIGGS, activement recherché, au travers des processus représentés par les diagrammes de FEYNMAN de la figure 1.7. Connaissant la masse du bosons W ainsi que la masse du quark top, il est possible de contraindre celle du boson de HIGGS (cf. Fig. 1.8). Ces différents résultats conduisent à une masse attendue relativement légère : de l'ordre de 100 GeV.

1.5 Définition de la masse du quark top

Mesurer la masse du quark top est donc important. Mais quelle masse est réellement mesurée ? Cette question a tout lieu d'être posée dans le sens où il existe plusieurs définitions possibles de la

5. Il y a aussi les éléments de la matrice CKM : V_{td} , V_{ts} et V_{tb} .

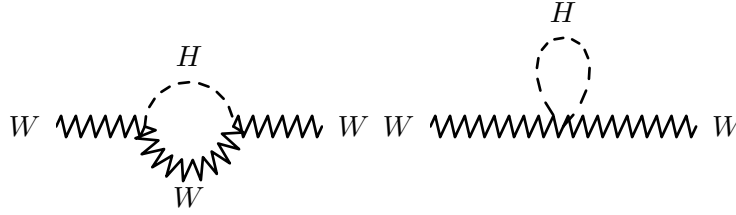


FIGURE 1.7 – Diagrammes de FEYNMAN à une boucle intervenant dans les corrections radiatives du propagateur du W , mettant en œuvre le boson de HIGGS.

masses. En particulier, dans le cadre du modèle standard, la définition de la masse dépend du schéma de renormalisation choisi [21]. Les deux définitions les plus utilisées sont :

La masse \overline{MS} : après renormalisation, les paramètres de masse dans le Lagrangien, qui ont été redéfinis, dépendent du schéma de renormalisation et de l'échelle μ associée : $m(\mu)$; celles-ci sont appelées *running masses*. Parmi les schémas existants, le plus couramment utilisé en chromodynamique quantique perturbative est appelé : *Modified Minimal Subtraction (\overline{MS}) scheme*. Cette masse n'a, a priori, pas d'interprétation physique claire puisqu'elle dépend du schéma et de l'échelle de renormalisation ;

La masse au pôle : cette masse est identifiée comme étant la partie réelle du pôle du propagateur. Dans le cas de particules libres⁶, tel un électron, elle correspond à sa masse physique. En revanche, bien que cette définition soit aussi applicable à la masse des quarks [22, 23, 24], du fait de leur confinement, sa définition reste ambiguë⁷ et une incertitude⁸, qui est de l'ordre de l'échelle d'énergie de l'interaction forte Λ_{QCD} , pour le quark top, demeure.

La relation entre la masse \overline{MS} et la masse au pôle, connue jusqu'à trois boucles [21], fait apparaître une différence de l'ordre de 10 GeV. Cette différence significative rend la question, posée au début de cette section, encore plus importante.

Dans la plupart des analyses ainsi que celle présentée au chapitre 7, des événements simulés à partir du générateur ALPGEN, basé sur des méthodes de Monte-Carlo, sont utilisés pour étalonner la mesure. De fait, la mesure effectuée est intrinsèquement liée à la définition de la masse utilisée dans ces générateurs. Pour ceux utilisés dans l'analyse décrite dans ce manuscrit, la désintégration du quark top est décrite par une résonance BREIT-WIGNER :

$$f(p^2) \propto \frac{p^2}{\pi} \frac{m\gamma}{(p^2 - m^2)^2 + (m\Gamma)^2} \quad (1.9)$$

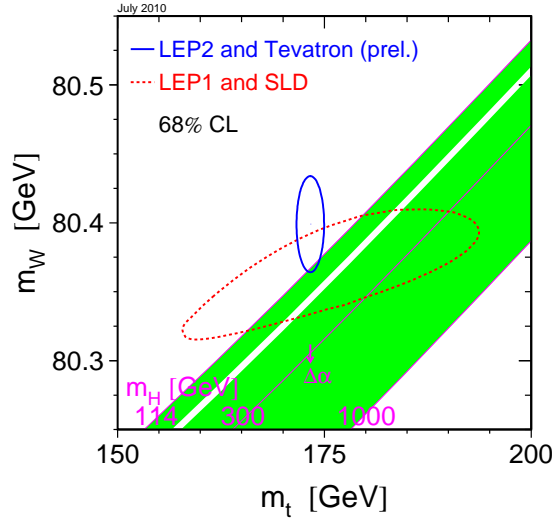
avec p , le quadri-vecteur impulsion-énergie, m , la masse et Γ , la largeur de désintégration du quark top qui est supposée constante. De ce fait, la masse mesurée peut être interprétée comme étant la masse incluse dans le générateur Monte-Carlo qui est approximativement⁹ la masse au pôle. Cette approximation donne lieu à une incertitude sur la définition de la masse mesurée qui est de l'ordre de Λ_{QCD} [25, 26]

6. Une particule est considérée comme libre lorsque, à l'infini, celle-ci n'est plus en interaction. Alors, sa masse correspond à sa masse dite « au repos ».

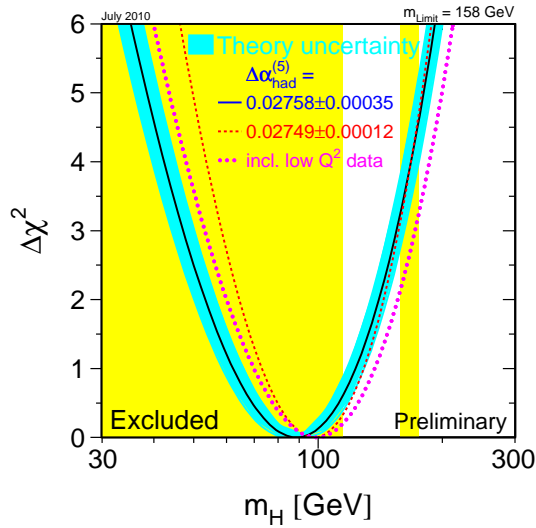
7. La masse au pôle du quark top est sensible aux effets à grande distance de QCD qui sont responsables du confinement des quarks et qui se manifestent sous forme de renormalons.

8. Le développement de la self-énergie du quark top diverge aux ordres importants dans la théorie des perturbations. Cela conduit à une ambiguïté théorique irréductible de l'ordre de Λ_{QCD} [24].

9. Bien que la masse soit définie comme celle au pôle, il n'est pas clair de savoir à quel point les effets de *parton showering* et du modèle d'hadronisation influent sur la définition de la masse [25].



(a) Relation entre la masse du boson W et du quark top en fonction de celle du boson de Higgs (zone verte) et intervalle de confiance de 68% entre les différentes mesures directes de la masse du boson W et du quark top à partir des expériences de LEP2 et du Tevatron (ellipse bleue) et les contraintes indirectes du modèle standard à partir des données de LEP1 et de SLD (ellipse rouge). L'exclusion inférieure à 114 GeV provient des résultats du LEP tandis que la bande blanche est l'exclusion du Tevatron et la zone supérieure à 1000 GeV est liée à des contraintes théoriques sur la validité du modèle standard.



(b) Combinaison de toutes les mesures de précision par rapport aux prédictions du modèle standard en fonction de la masse du boson de Higgs. La bande cyan représente les incertitudes relatives aux corrections d'ordre supérieurs non pris en compte dans le calcul tandis que la zone jaune correspond aux zones exclues à un niveau de confiance de 95% par les expériences du LEP et du Tevatron suite aux recherches directes.

FIGURE 1.8 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs à partir des mesures directes et indirectes des observables électrofaibles [20].

1.6 Différentes méthodes de mesure de la masse

Différentes méthodes [27] ont été mises en œuvre afin de déterminer ou mesurer la masse du quark top. L'une d'entre elles, nommée la « méthode de l'élément de matrice », a été utilisée pour obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit ; celle-ci est décrite en détail dans le chapitre 7. Parmi les autres, il est possible de citer :

Les contraintes indirectes : comme il a été dit à la section 1.4, la masse du quark top intervient dans les corrections radiatives du propagateur du boson W . Grâce aux mesures de précision effectuées au Large Electron Positron (LEP), celles-ci ont pu être utilisées afin d'estimer une valeur de la masse du quark top à partir des prédictions théoriques du modèle standard. Cette méthode, qui mesure la masse au pôle, était utilisée avant la découverte du quark top en 1995. Les résultats obtenus étaient en parfait accord avec la première valeur de la masse mesurée.

La figure 1.10 représente la mesure de la masse du quark top dans le temps et montre le très bon accord existant entre toutes ces mesures ;

La méthode des gabarits (ou *template*) : cette méthode [28] est fondée sur la reconstruction de la masse invariante du quark top à partir des quadri-vecteurs impulsion-énergie de ses produits de désintégration. Des distributions en masse invariante de référence sont construites à partir d'événements simulés pour différentes valeurs de masse du quark top générée. Une fois la distribution en masse invariante extraite des données, elle est comparée à celles de référence puis un ajustement est fait afin d'extraire la masse du quark top.

Cette méthode a l'avantage d'être rapide à exécuter. Bien qu'elle nécessite que la cinématique de l'événement soit contrainte, différentes techniques [27] ont été développées afin d'utiliser cette méthode dans les canaux di-leptoniques. Cependant, à quantité d'événements de signal équivalente, cette méthode est moins précise que celle de l'élément de matrice décrite au chapitre 7. À l'instar de cette dernière, la définition de la masse mesurée est dépendante de celle utilisée dans les générateurs d'événements. Elle correspond donc approximativement à la masse au pôle ;

La méthode de la section efficace : dans cette méthode, la section efficace théorique de production de paire de quarks top-anti-top est comparée à celle mesurée dans les données [29]. Celle-ci est mesurée comme suit :

$$\sigma_{t\bar{t}}(m_t) = \frac{N_{\text{data}} - N_{\text{bdf}}}{\epsilon(m_t) \times \mathcal{L}_{\text{int}}} \quad (1.10)$$

avec N_{data} , le nombre de données sélectionnées, N_{bdf} , le nombre d'événements de bruit de fond contenus dans les données sélectionnées, ϵ , l'efficacité de la sélection appliquée et \mathcal{L}_{int} , la luminosité intégrée.

L'efficacité, qui varie en fonction de la cinématique des événements, qui elle-même est liée à la masse du quark top, est déterminée à partir d'événements simulés par méthode Monte-Carlo pour différentes valeurs de masse du quark top générée. L'intersection de la section efficace mesurée avec la section efficace théorique donne la masse du quark top (cf. Fig. 1.9).

Cette méthode a l'avantage de ne pas être autant fortement liée à la définition de la masse utilisée dans les générateurs d'événements Monte-Carlo ; la masse mesurée est la masse au pôle. En revanche, elle souffre des incertitudes expérimentales qui engendrent une incertitude importante sur le résultat de la mesure.

1.7 Conclusion

Le quark top est une particule atypique ; en plus d'être la particule élémentaire la plus massive jamais observée, elle est le seul quark à se désintégrer avant de s'hadroniser. Alors que les autres quarks sont confinés, son étude offre une plus grande compréhension de ces fermions particuliers

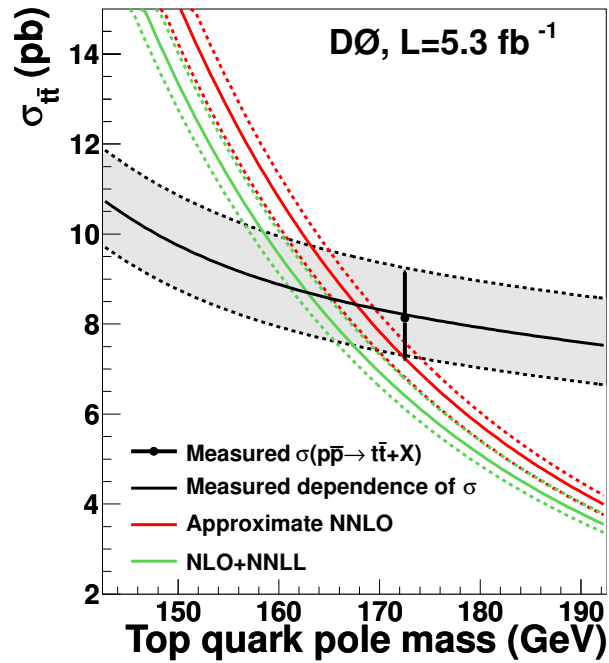


FIGURE I.9 – Mesure de la masse du quark top par la méthode de la section efficace [29]. Le résultat de la mesure de la masse au pôle est $m_t = 167,5^{+5,4}_{-4,9}$ GeV en utilisant le calcul NNLO approximé et $m_t = 163,0^{+5,4}_{-4,9}$ GeV en utilisant le calcul NLO+NNLL.

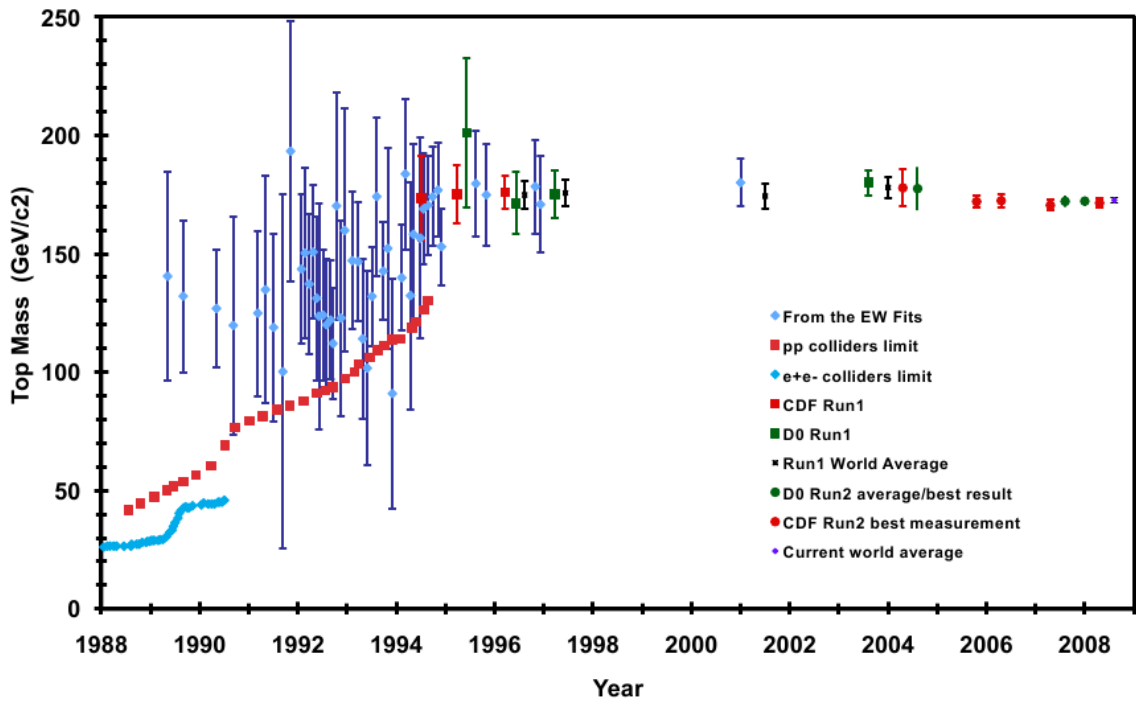


FIGURE I.10 – Évolution des différentes mesures, directes et indirectes, de la masse du quark top dans le temps.

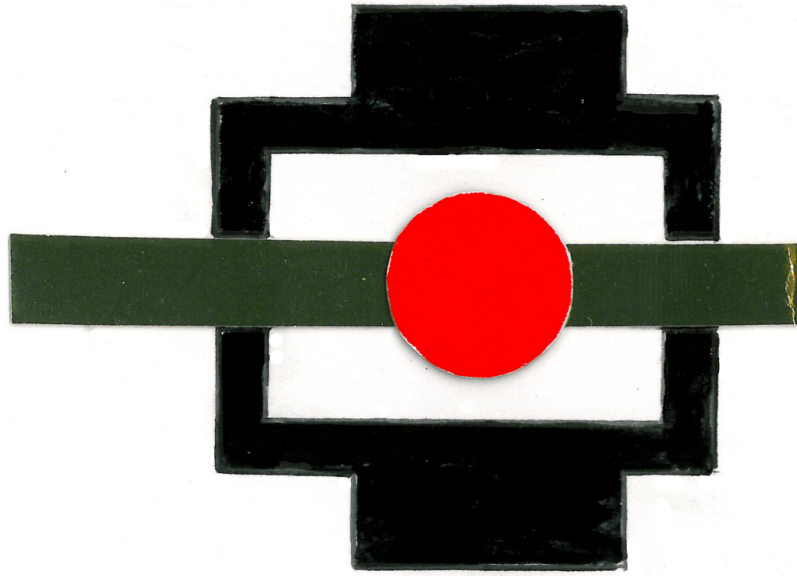
et assure une mesure de sa masse avec une très grande précision. Ce dernier point permet de mieux connaître l'un des paramètres libres du modèle standard, permet de vérifier la validité de ce dernier par l'intermédiaire des corrections radiatives du propagateur du boson W et permet de contraindre la masse du boson de HIGGS, activement recherché.

Cependant, différentes questions se posent et les réponses théoriques manquent encore. En particulier, quelle est exactement la définition de la masse mesurée. Une autre question qu'il est intéressant de se poser : du fait de son temps de vie extrêmement court, est-il toujours possible d'utiliser le théorème de factorisation qui permet de traiter séparément le processus de création d'une paire de quarks top-anti-top, du processus de désintégration ? N'y aurait-il pas des connexions non prises en compte entre ces deux parties ? La réponse à ces questions sera de plus en plus pertinente à mesure de l'augmentation de la précision sur la masse du quark top mesurée.

1.8 Bibliographie

- [1] F. Abe *et al.*, « Observation of Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab », *Physical Review Letters*, vol. 74, p. 2626, 1995.
- [2] S. Aba *et al.*, « Observation of the Top Quark », *Physical Review Letters*, vol. 74, p. 2632, 1995.
- [3] The LEP Collaboration, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL et The LEP Electroweak Working Group, « Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model », 1994, CERN-PPE/94-187.
- [4] M. Peskin et D. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley, 1995.
- [5] F. Halzen et A. Martin, *Quarks & Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, 1984.
- [6] The Tevatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, « Combination of CDF and DØ results on the mass of the top quark using up to 5.6 fb^{-1} of data », juillet 2010, arXiv :1007.3178v1.
- [7] I. Bigi *et al.*, « Production and Decay Properties of ultra-Heavy Quarks », *Physical Review Letters B*, vol. 181, p. 157, 1986.
- [8] F. Abe *et al.*, « First Direct Limit on the Top Quark Lifetime », février 2006, CDF Note 8104.
- [9] F. Abe *et al.*, « The CDF Measurement of the Top Quark Charge using the Top Decay Products in Lepton+Jet channel », mars 2011, CDF Note 10460.
- [10] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston, H. Lai, P. Nadolsky et W. Tung, « New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis », février 2002, arXiv :hep-ph/0201195v3.
- [11] A. Buras, « Asymptotic freedom in deep inelastic processes in the leading order and beyond », *Reviews of Modern Physics*, vol. 52, p. 199–276, 1980.
- [12] G. Sterman *et al.*, « Handbook of perturbative QCD », *Reviews of Modern Physics*, vol. 67, p. 157–248, 1995.
- [13] G. Sterman, « Some Basic Concepts of Perturbative QCD », *Acta Physica Polonica B*, vol. 39, p. 2151–2172, 2008, arXiv :0807.5118v1.
- [14] G. Mahlon et S. Parke, « Maximizing spin correlations in top quark pair production at the Tevatron », *Physics Letters B*, vol. 411, p. 173–179, juin 1997.
- [15] W.-M. Yao *et al.*, « Review of Particle Physics », *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 33, n° 1, p. 1, 2006. [En ligne]. Accessible : <http://stacks.iop.org/0954-3899/33/i=1/a=001>
- [16] M. Beneke *et al.*, « Top Quark Physics », 2000, arXiv :hep-ph/0003033.
- [17] W. Wagner, « Top quark physics in hadron collisions », *Reports on Progress in Physics*, vol. 68, p. 2409–2494, 2005, arXiv :hep-ph/0507207.

- [18] N. Kidonakis *et al.*, « Next-to-Next-to-Leading Order Soft-Gluon Corrections in Top Quark Hadroproduction », *Physical Review Letters D*, vol. 68, p. 114014, 2003.
- [19] V. Abazov *et al.*, « Measurement of the Ratio $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ in the Lepton+Jets and Dilepton Final States », avril 2011, to be published in Physical Review Letters.
- [20] The LEP Electroweak Working Group. (2010, juillet) LEP/TEV EW WG Plots for Summer 2010. [En ligne]. Accessible : <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2010/>
- [21] Particle Data Group, « Review of Particle Physics », juillet 2010.
- [22] I. Bigi, M. Shifman, N. Uraltsev et A. Vainshtein, « The Pole Mass of the Heavy Quark. Perturbation Theory and Beyond », *Physical Review D*, vol. 50, p. 2234–2246, 1994, arXiv :hep-ph/9402360.
- [23] M. Beneke, « More on ambiguities in the pole mass », *Physics Letters B*, vol. 344, p. 341–347, 1995, arXiv :hep-ph/9408380.
- [24] M. C. Smith et S. S. Willenbrock, « Top Quark Pole Mass », *Physical Review Letters*, vol. 79, p. 3825, 1997.
- [25] D. Wicke, « Properties of the Top Quark », mai 2010, arXiv :1005.2460v1.
- [26] A. Marzin, « Méthode de mesure de la masse du quark top avec le détecteur ATLAS au LHC. Étude du fonctionnement du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique », Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 2010.
- [27] F. Fiedler, « Precision Measurement of the Top Quark Mass », février 2007, arXiv :1003.0521v1.
- [28] V. Abazov *et al.*, « Measurement of the Mass of the Top Quark in $e\mu + \text{Jets}$ Final States at DØ with 5.3 fb^{-1} », août 2010, DØ Note 6104 - CONF.
- [29] V. Abazov *et al.*, « Determination of the pole and \overline{MS} masses of the top quark from the $t\bar{t}$ cross section », avril 2011, soumis à Physical Review Letters B, arXiv :1104.2887.



Deuxième partie

Description de la chaîne d'expérimentation

« On peut se demander si l'humanité a avantage à connaître les secrets de la nature, si elle est mûre pour en profiter ou si cette connaissance ne sera pas nuisible. »

Pierre Curie

Comme il a été décrit dans l'introduction de ce manuscrit, le quark top possède des caractéristiques atypiques (masse élevée et durée de vie extrêmement courte) faisant de lui une particule fossile des premiers instants de l'Univers. Celle-ci n'existe donc plus en tant que particule réelle depuis environ quinze milliards d'années. Il faut alors oser mettre en œuvre des instruments imposants et complexes afin de pouvoir le recréer puis l'étudier en laboratoire.

Ceci est possible grâce à la disposition d'énergie disponible suffisante en une zone quasi-ponctuelle de l'espace. Pour cela, des particules sont accélérées — afin de leur faire emmagasiner de l'énergie cinétique — puis des collisions frontales sont engagées entre elles — afin de convertir l'énergie cinétique précédemment acquise en énergie disponible. Enfin, un détecteur entoure le point de collision dans l'optique d'identifier, de suivre puis d'enregistrer les produits résultant de la collision dont certains sont issus de la création puis de la désintégration de quarks top.

Cette partie décrira dans un premier temps la chaîne d'accélération et de collision pour poursuivre par une étude du détecteur DØ et terminer par la reconstruction des événements afin de les exploiter dans l'analyse décrite ultérieurement.

Sommaire

- 2.1 De la production à l'injection des protons dans le Tevatron
- 2.2 De la production à l'injection des antiprotons dans le Tevatron
- 2.3 De l'injection des particules dans le Tevatron à leur collisions
- 2.4 Bibliographie

Chapitre

2

Description de la chaîne de collision

Il est plus facile de désintégrer un atome qu'un préjugé.

Albert Einstein

SITUÉ À PLUS D'UNE QUARANTAINE de kilomètres de Chicago, le *Fermi National Accelerator Laboratory (Fnal)* (laboratoire de l'accélérateur national Fermi) (cf. Fig. 2.1) possède un complexe d'accélérateurs et de collisionneur de proton – antiproton dont l'énergie disponible dans le centre de masse lors d'une collision est de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV (cf. Fig. 2.2). De la production des protons et antiprotons à leur accélération puis leurs collisions en passant par leur collimation, leur stabilisation en énergie et leur répartition temporelle en paquet, ce chapitre détaillera chacun de ces aspects qui seront scindés en trois grandes parties : de la production à l'injection des protons dans le Tevatron, puis de la production à l'injection des antiprotons dans le Tevatron et enfin de l'injection des particules dans le Tevatron à leur collisions.

2.1 De la production à l'injection des protons dans le Tevatron

2.1.1 La source de protons

La source du faisceau de protons est de l'hydrogène sous forme gazeuse. Pour des considérations techniques détaillées ultérieurement dans ce manuscrit, ce seront des ions H^+ qui seront produits à partir de ce gaz. Ensuite, ils subiront une première accélération puis seront envoyés dans la suite de la chaîne d'accélération.

Pour ce faire, de l'hydrogène sous forme gazeuse est envoyé dans un magnétron (cf. Fig. 2.3a) où les atomes sont alors soumis à une forte différence de potentiel créée par la mise sous haute tension



FIGURE 2.1 – Vue satellitaire du site du laboratoire de l'accélérateur national de Fermi (Fnal).

des deux électrodes du dispositif. Ils sont alors ionisés en un plasma d'électrons et de protons qui sont alors accélérés du fait de la présence de ce champ électrique.

En venant frapper la cathode faite de césium — élément chimique qui possède une faible énergie d'ionisation — les protons peuvent lui arracher deux électrons et ainsi produire des ions H^- . Ce faisant, puisque la charge des ions devient négative, ceux-ci sont alors accélérés en sens contraire et peuvent sortir du magnetron.

Il est à noter que diverses collisions élastiques avec des atomes d'hydrogène non encore ionisés peuvent se produire durant leur sortie, favorisant la réduction de la dispersion en énergie des ions par thermalisation.

Puisque le magnetron se trouve dans la partie centrale d'un pré-accelérateur électrostatique de type COCKROFT-WALTON (cf. Fig. 2.3b) soumis à une différence de potentiel de 750 kV entre les extrémités, ces ions subissent une première accélération jusqu'à une énergie de 750 keV. Enfin, du fait de la pulsation du champ électrique, les ions sortent en paquets vers le prochain élément d'accélération à une fréquence de 15 Hz [1].

2.1.2 L'accélérateur linéaire

Le faisceau de H^- arrive ensuite dans un accélérateur linéaire (*LI*Near *AC*celerator (*Linac*)), long de 130 m, afin de poursuivre son accélération, passant de 750 keV à 400 MeV ; le gradient d'accélération étant alors d'environ $3 \text{ MeV} \cdot \text{m}^{-1}$.

Construit en 1971, le Linac se décompose en deux séries de cavités accélératrices radiofréquence distinctes (cf. Fig 2.4). Leur fréquence de fonctionnement a été établie à 201,25 MHz afin d'obtenir un espacement entre les paquets, constitués de quelques $1,5 \cdot 10^9 H^-$, de 5 ns.

Les cinq premières cavités radiofréquence forment le *Drift Tube Linac (DTL)* (cf. Fig. 2.4a) et sont constituées de cinq triodes amplificatrices de 5 MW.

Les sept dernières sont des amplificateurs de type klystron, d'une puissance de 12 MW, et forment le *Side Coupled cavity Linac (SCL)* (cf. Fig. 2.4b) [2].

Accelerator Overview

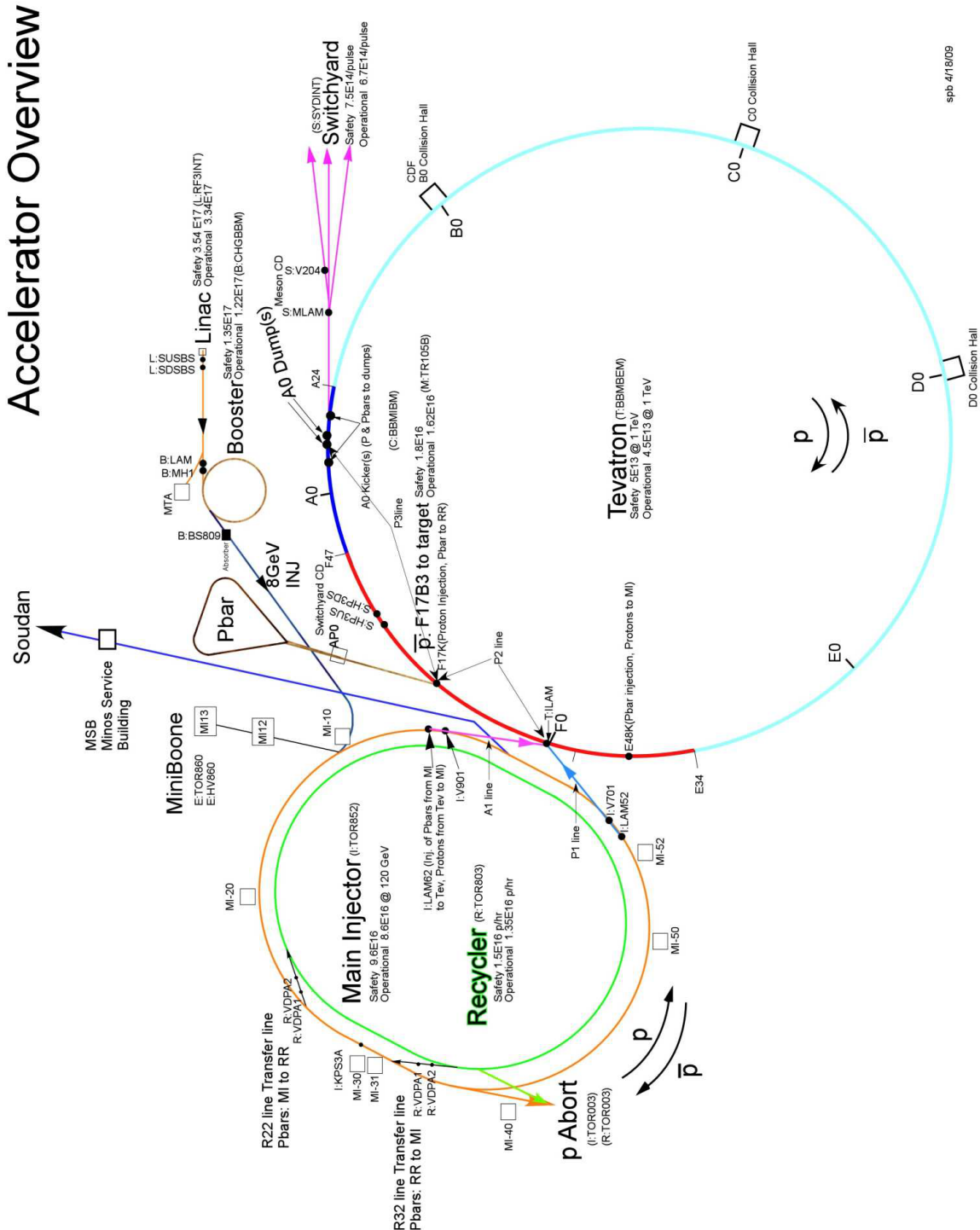
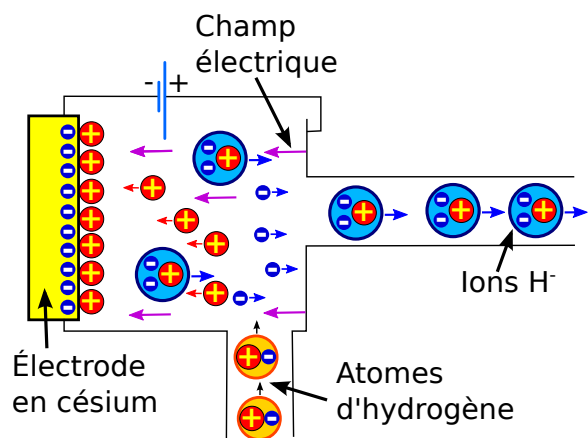


FIGURE 2.2 – Vue d'ensemble de toute la chaîne d'accélération et de collision du Tevatron à Fermilab.

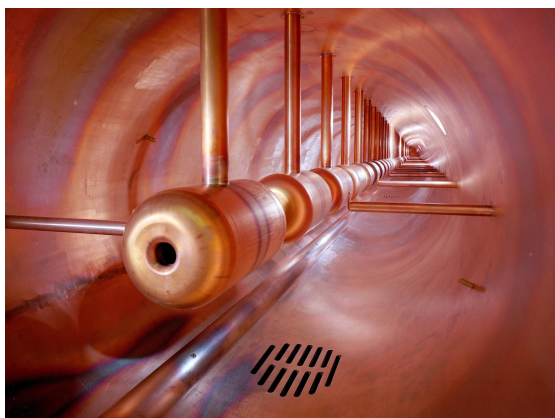


(a) Schéma de fonctionnement du magnétron.



(b) Photo du pré-accelérateur électrostatique de type Cockroft-Walton.

FIGURE 2.3 – Schéma de fonctionnement du magnétron produisant des ions H^- à partir d'hydrogène gazeux et photo du pré-accelérateur électrostatique de type Cockroft-Walton constituant le premier élément de la chaîne d'accélération créant un faisceau de H^- d'une énergie de 750 keV.



(a) Photo de l'intérieur du Linac DTL.

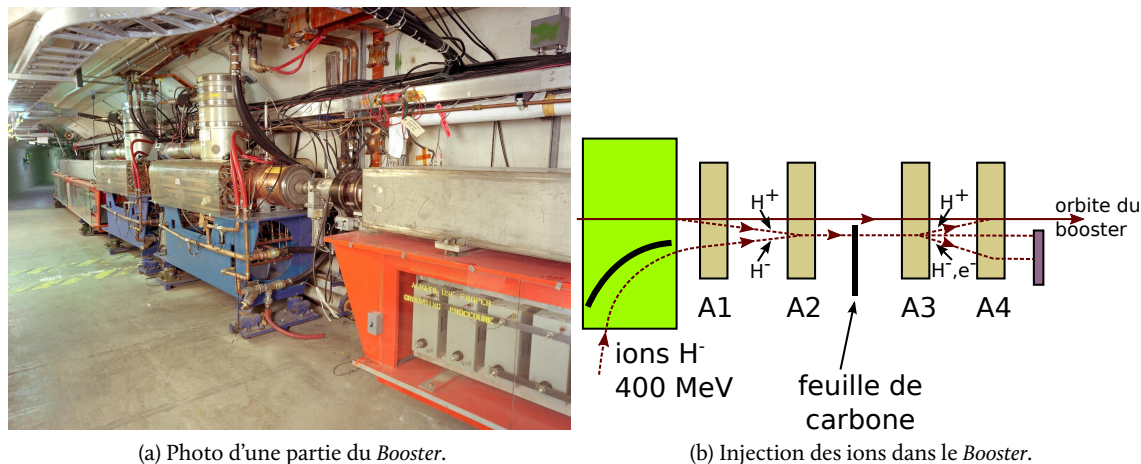


(b) Photo du Linac SCL.

FIGURE 2.4 – Photos des différentes parties composant l'accélérateur linéaire permettant d'amener les ions H^- à une énergie de 400 MeV.

2.1.3 Le synchrotron

L'énergie du faisceau sortant du Linac commence à être non-négligeable ; mais il est encore nécessaire de l'accélérer davantage et de former un véritable faisceau de protons et non plus d'ions H^- . Pour cela, il est envoyé dans un premier synchrotron, aussi appelé *Booster* (cf. Fig. 2.5a).



(a) Photo d'une partie du *Booster*.

(b) Injection des ions dans le *Booster*.

FIGURE 2.5 – Photo du *Booster* et schéma de l'injection d'un faisceau d'ions H^- .

C'est alors que l'intérêt d'utiliser des ions H^- prend tout son sens. En effet, afin d'intégrer le faisceau sortant du Linac avec celui déjà présent dans le *Booster*, la faculté qu'ont deux charges opposées de s'attirer va être utilisée.

Pour réaliser cette injection (cf. Fig. 2.5b), le faisceau de H^- va être dévié par un premier dipôle magnétique afin de l'aligner avec l'axe du *Booster*. Les aimants A1 et A2 vont le rapprocher du faisceau de protons déjà présent (si tel est le cas) dans le *Booster* et ceci sera facilité par les charges opposées en jeu, évitant de surcroît les répulsions faisceau-faisceau. Le tout est envoyé à travers une mince feuille de carbone dont l'objectif est d'arracher les deux électrons présents dans les H^- . Puis, les deux derniers aimants A3 et A4 trient et redirigent les protons sur l'orbite stable du *Booster*. Deux cas de figure peuvent se produire pour les autres produits de l'interaction entre le faisceau et le carbone : soit leur charge est nulle et ils ne sont pas déviés, comme dans le cas des atomes d'hydrogène, soit leur charge est négative et ils sont déviés dans le sens opposé, comme dans le cas d'ions H^- . Dans les deux cas ils sont alors détruits.

À la fin de la phase d'injection, les aimants A1 à A4 ne sont plus alimentés et le faisceau ne passe plus au travers de la feuille de carbone. Il s'ensuit alors une phase d'accélération par des cavités radiofréquence jusqu'à une énergie de 8 GeV. Le champ magnétique des dipôles confinant les protons dans le *Booster* est adapté au fur et à mesure.

En quelques chiffres et définitions, le *Booster* a une circonférence de 475 m et à 400 MeV, les protons le parcourent en 2,2 μs . Puisque la longueur du faisceau, ou train, provenant du Linac est de 40 μs , ce qui correspond au temps pour effectuer 18 tours de *Booster*, et puisque le faisceau de protons est un peu plus instable à chaque traversée de la feuille de carbone, il a été décidé de limiter le temps d'injection à cinq ou six tours pour un même train. Ensuite, les protons sont accélérés d'environ 500 MeV à chaque tour par 17 cavités radiofréquence fonctionnant à 1 GHz dans des zones appelées *buckets*. Les particules présentes dans un *bucket* forment un paquet ou *bunch* et les 84 contenus dans le *Booster* forment un *batch*. Après 16 000 tours ou 33 ms, le faisceau atteint son énergie de 8 GeV [3].

2.1.4 L'injecteur principal

La suite du processus d'accélération et de mise en forme du faisceau utilise de nouveau un synchrotron. Celui-ci, ayant cependant une circonférence de 3320 m, est appelé injecteur principal (cf.

Fig. 2.6).



FIGURE 2.6 – Photo de l'injecteur principal (aimants du bas en bleu et rouge) et du recycleur (aimants du haut en vert).

Sept des *bunchs* de protons provenant du *Booster* y sont envoyés puis accélérés de 8 GeV à 150 GeV en 4 s. Ensuite, durant la phase de coalescence, ils sont regroupés en un même *bunch* contenant quelques $2,7 \cdot 10^{11}$ protons, qui est ainsi prêt à être injecté dans le Tevatron [4].

2.2 De la production à l'injection des antiprotons dans le Tevatron

2.2.1 La source d'antiprotons

À la différence des protons qui peuvent se trouver en grande quantité à l'état naturel, les antiprotons doivent être produits *in situ*. Ils le sont grâce à la réaction de collision dure suivante :

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (2.1)$$

Cependant, la section efficace de cette réaction est extrêmement petite : un à deux antiprotons seront créés pour environ 100 000 protons envoyés sur une cible. Il est donc nécessaire d'envoyer un grand nombre de protons à très haute énergie sur la cible pour espérer obtenir suffisamment de ces anti-particules. Pour cela, deux *batches* entiers du *Booster* sont injectés dans l'injecteur principal puis accélérés jusqu'à une énergie de 120 GeV pour être enfin envoyés sur la cible.

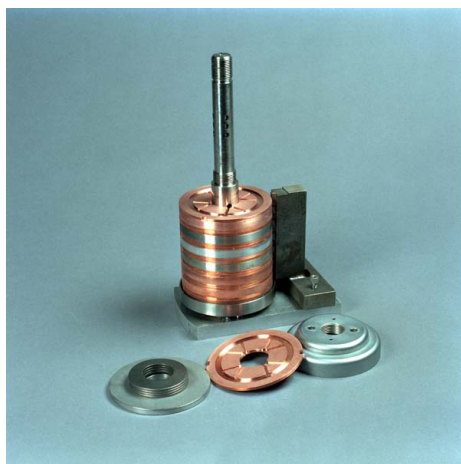
Les antiprotons produits ont alors une énergie moyenne de 8 GeV.

En pratique, la cible retenue est en nickel, du fait de son haut point de fusion (1455 °C [5]) et en cuivre, afin d'assurer son refroidissement (cf. Fig. 2.7a).

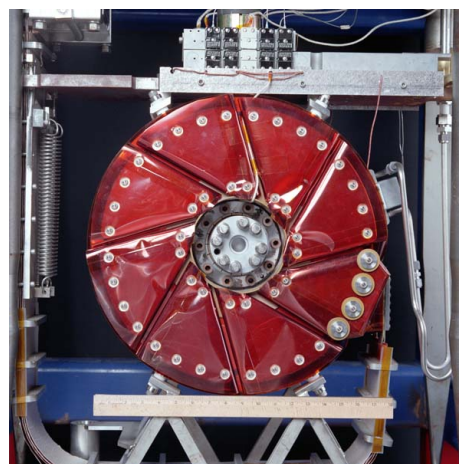
Les particules résultant de ces collisions sont focalisées à l'aide d'une lentille magnétique au lithium d'environ 1 cm de diamètre et 10 cm de longueur. Ce matériau a été choisi parce qu'il est le métal ayant la plus faible densité (environ 0,5 par rapport à l'eau) et donc parce qu'il minimisera les pertes d'antiprotons par diffusion ou absorption.

Pour fonctionner, un courant de 650 kA traverse le lithium. Ce courant engendre un champ magnétique circulaire de plus en plus important à mesure que l'on s'éloigne du centre de la lentille. Les produits chargés de la réaction seront ainsi ramenés vers le centre de celle-ci (cf. Fig. 2.7b) et sortiront orthogonalement à la surface.

Enfin, le tri entre tous les produits et les quelques antiprotons est réalisé à l'aide d'un spectromètre de masse dont l'aimant est de 1,5 T [6].



(a) Photo d'une cible d'antiproton démontée où il est possible d'apercevoir les disques de nickel et de cuivre la composant.



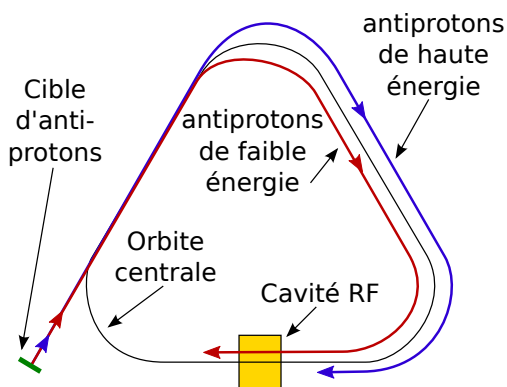
(b) Photo de la lentille au lithium permettant de faire converger les particules produites lors de l'interaction entre le faisceau de protons et la cible permettant de fabriquer les antiprotons.

FIGURE 2.7 – Photo d'une cible d'antiproton et d'une lentille au lithium.

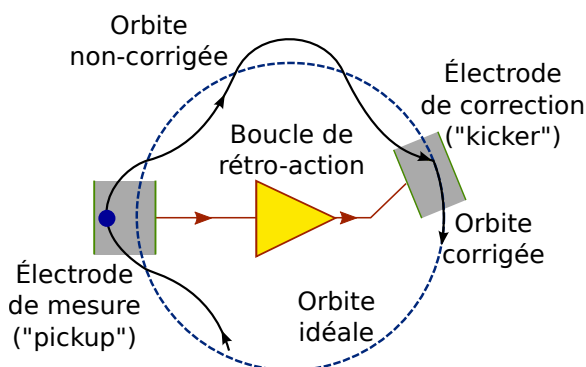
2.2.2 L'homogénéisation en énergie du faisceau

Du fait de la manière de produire les antiprotons, ceux-ci ont une grande dispersion en énergie. Nonobstant, il est important pour la suite de la chaîne d'accélération et de mise en forme que ceux-ci aient une énergie initiale très précise. Tel est l'objectif du *Debuncher* dans lequel entrent les antiprotons.

Pour ce faire, deux méthodes différentes sont utilisées pour « refroidir » le faisceau (cf. Fig. 2.8).



(a) Schéma du principe de fonctionnement du *Debuncher*.



(b) Schéma du principe de fonctionnement du refroidissement stochastique.

FIGURE 2.8 – Schémas de principe du fonctionnement du *Debuncher* utilisant le déphasage naturel entre les antiprotons de haute énergie et ceux de basse énergie puis du refroidissement stochastique par l'utilisation d'une boucle de rétro-action.

La première méthode consiste à séparer les antiprotons suivant leur énergie puis respectivement à accélérer ou décélérer les particules de plus faible ou de plus grande énergie (cf. Fig. 2.8a). La séparation en énergie est effectuée automatiquement au moyen des aimants dipolaires tandis que la correction en énergie est réalisée par une cavité radiofréquence. Mais, puisqu'un faisceau de protons provenant de l'injecteur principal, réparti en paquets, a été utilisé pour produire ces anti-particules, celles-ci possèdent aussi une structure temporelle en paquets. Par conséquent, celles ayant une moindre énergie

arriveront plus rapidement dans la cavité radiofréquence et inversement. En appliquant un champ électrique en conséquence, il est possible d'homogénéiser l'énergie du faisceau. Cela a alors pour effet de détruire la répartition en paquets ou *bunchs*, d'où le nom de *Debuncher*.

Après 100 ms, une seconde méthode est utilisée : le refroidissement stochastique. Pour cela, une boucle de rétro-action est mise en place entre des électrodes, dites *pickup*, qui mesurent la position du faisceau dans le plan transverse et des électrodes, dites *kicker*, qui engendrent un champ électromagnétique afin de corriger l'écart du faisceau par rapport à sa position de référence. Ce mécanisme a aussi pour effet de réduire davantage sa dispersion en énergie [6].

2.2.3 L'accumulateur

Une fois les antiprotons convenablement refroidis à une énergie de 8 GeV, ils sont transmis à l'accumulateur pour y être stockés le temps d'en produire suffisamment.

Il est à noter qu'un mécanisme de refroidissement stochastique est aussi présent afin de garantir la bonne tenue en énergie du faisceau stocké [6].

2.2.4 L'injecteur principal

À l'instar du faisceau de proton, une fois suffisamment d'antiprotons accumulés, ceux-ci sont transférés de l'accumulateur vers le synchrotron de l'injecteur principal. L'injection est faite de telle sorte à ce que quatre trains d'antiprotons soient formés. Ils sont ensuite accélérés à 150 GeV. Enfin, durant une phase de coalescence, chaque train est regroupé en un paquet. Les quatre peuvent alors être envoyés dans le Tevatron [4].

2.2.5 Le recycleur

Au sein du tunnel de l'injecteur principal se trouve un anneau à aimant permanent baptisé recycleur (cf. Fig. 2.6). Son objectif initial était de récupérer les antiprotons encore présent dans le Tevatron après une période de collisions ou *store*. Ce projet fût abandonné suite à la rencontre de problèmes techniques liés au refroidissement des antiprotons de 1 TeV à 8 GeV. Il ne sert alors plus que d'anneau de stockage pour les antiprotons provenant de l'accumulateur via l'injecteur principal.

Le recycleur est d'une très grande stabilité, à la différence de l'accumulateur, et possède deux systèmes de refroidissement qui permettent d'accroître la densité du faisceau et donc d'améliorer la luminosité du Tevatron.

Le premier est un refroidissement stochastique identique à celui du *Debuncher* et de l'accumulateur. Malheureusement, celui-ci n'est plus assez efficace lorsqu'il y a plus de $2 \cdot 10^{12}$ antiprotons.

Le second, qui est un refroidissement par faisceau d'électrons ou *electron cooling*, est alors utilisé. Pour cela, un faisceau d'électrons de haute intensité et de faible dispersion énergétique est envoyé au travers des antiprotons stockés. Les antiprotons perdent alors de l'énergie par interaction coulombienne avec les électrons [7].

2.3 De l'injection des particules dans le Tevatron à leur collisions

Dès lors que des faisceaux de protons et d'antiprotons formés par paquets sont disponibles en sortie de l'injecteur principal, ils peuvent être utilisés au sein du dernier synchrotron qui apportera la dernière accélération jusqu'à 980 GeV et engendrera les collisions : le *Tevatron* proprement dit.

2.3.1 La préparation des collisions

Une phase de réglage des éléments de focalisation ainsi que des faisceaux est cependant indispensable avant chaque phase d'utilisation du Tevatron. Baptisée *shot setup*, cette partie se déroule en cinq grandes étapes.

Une phase de mise au point ou *tune up* permet d'ajuster les aimants dipolaires et quadripolaires de la ligne d'injection entre l'injecteur principal et le Tevatron afin d'optimiser le transfert des paquets de protons de l'un à l'autre des synchrotrons. Une astuce consistant à utiliser des protons du Tevatron vers l'injecteur principal pour régler la ligne d'injection des antiprotons permet de limiter la perte de ces anti-particules si difficiles à produire. Cette phase est connue sous le nom de *reverse injection tune up*.

Une fois les lignes d'injection prêtes à être utilisées, les protons puis les antiprotons sont injectés par paquets. 36 paquets sont alors introduits dans le Tevatron, se regroupant en trois *trains* (cf. Fig. 2.9). Ensuite, les lignes d'injections sont désactivées.

Les deux faisceaux sont alors accélérés de 150 GeV à 980 GeV par les cavités radiofréquence et le champ magnétique des aimants est ajusté afin de contenir les faisceaux.

Lors de leur injection, les faisceaux sont placés sur des orbites hélicoïdales particulières afin que ceux-ci ne se rencontrent pas aux différents points de collision. Des aimants quadripolaires de focalisation sont alors activés afin de les faire transiter vers leur orbite de collision. Les deux faisceaux sont aussi rapprochés au niveau des deux points de collisions du Tevatron jusqu'à se croiser au centre des deux détecteurs Collider Detector at Fermilab (CDF) et DØ. Cette phase est connue sous le nom de *go to low beta*.

Finalement, afin d'éviter l'endommagement des détecteurs les plus proches du tube à vide par le halo de particules entourant les deux faisceaux, des blocs d'acier ou *scrapers* sont placés au plus près de celui-ci : c'est la phase dite de *scraping*.

Après toutes ces étapes, les détecteurs peuvent être mis en fonctionnement et la prise de données peut commencer : c'est le début du *store*.

Les collisions réutiliseront le même faisceau durant tout le *store*. C'est pourquoi, au fil des collisions, la luminosité instantanée diminue (cf. Fig. 3.17). Sauf problème technique majeur, le *store* durera jusqu'à ce que suffisamment d'antiprotons aient été produits pour en relancer un nouveau [8].

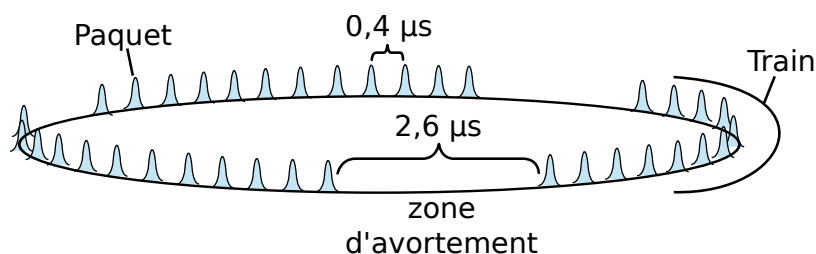


FIGURE 2.9 – Schéma illustrant la répartition des paquets de protons et d'antiprotons dans le Tevatron avec les temps de séparation.

2.3.2 Quelques dates et nombres associés au Tevatron

Après l'acceptation du projet de construction le 5 juillet 1979, un premier faisceau a circulé dans le Tevatron le 3 juillet 1983. Ce dernier fût finalement mis en service en 1988 et fonctionna du 31 août 1992 au 20 février 1996 à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV et une luminosité intégrée par semaine de $3,2 \text{ pb}^{-1}$. Durant cette période, aussi appelée *Run I*, des découvertes majeures comme celle du quark top ont été faites. Ensuite, il s'est ensuivi une longue période de modification de la chaîne d'accélération afin d'en augmenter les performances tant au point de vue de l'énergie disponible dans le centre de masse que dans la luminosité instantanée. En particulier, le synchrotron appelé anneau principal ou *main ring*, qui empruntait le tunnel du Tevatron, s'est vu démantelé puis remplacé par l'injecteur principal et le recycleur précédemment décrits.

Le nouveau complexe a été mis en service le 1^{er} mars 2000 et fonctionna jusqu'en mars 2006. Durant cette nouvelle phase nommée *Run IIa* par l'expérience DØ, l'énergie dans le centre de masse

Caractéristique	Tevatron	LHC	
	Run IIb	jusqu'à fin 2012	Nominal
Type de faisceau	$p\bar{p}$	pp	
Énergie par faisceau [GeV]	950	3500	7000
Pic de luminosité [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$3 \cdot 10^{32}$	N.C.	$1 \cdot 10^{34}$
Luminosité intégrée [fb^{-1}] au 05/11/2010	9,75	0,045	—
Luminosité intégrée [fb^{-1}] attendue fin 2011	12	1	—

TABLE 2.1 – Quelques caractéristiques du collisionneur du Tevatron et du LHC pour comparaison.

a été portée à 980 GeV et la luminosité intégrée par semaine a été multipliée par plus de cinq pour arriver jusqu'à $17,3 \text{ pb}^{-1}$.

Ne pouvant plus augmenter l'énergie des faisceaux du fait de limitations techniques, un important travail fût mené sur l'amélioration de la luminosité. Cela abouti, le 31 août 2006, à la remise en fonctionnement du Tevatron pour la nouvelle et dernière phase baptisée par DØ : le *Run IIb*, qui durera jusqu'à fin septembre 2011.

Dans cette phase actuelle, le Tevatron, qui a une circonférence de 6,28 km, est composé de 816 aimants dipolaires supra-conducteurs, de 204 aimants quadripolaires ainsi que de 8 cavités accélératrices radiofréquence. L'alliage supraconducteur utilisé est du niobium-titane dont la température critique est de 9,2 K [9] et dont les caractéristiques de supra-conductivité sont assurées jusqu'à environ 15 T. Le point de fonctionnement a été choisi à 4,3 K et est maintenu par un système cryogénique à hélium liquide. Lorsque les faisceaux ont une énergie de 980 GeV, pas moins de 4350 A traversent les dipôles magnétiques afin de produire un champ de 4,2 T. En ce qui concerne les cavités accélératrices, celles-ci fonctionnent à la fréquence de 53 MHz.

Comme illustré sur la figure 2.9, 36 paquets regroupés en trois trains forment chacun des faisceaux. Les paquets sont espacés de 396 ns tandis que chaque train l'est de 2,6 μs . Le tout mettant 21 μs pour effectuer une révolution. Quelques $2,7 \cdot 10^{11}$ protons forment un paquet de protons tandis qu'à peu près $7 \cdot 10^{10}$ antiprotons forment un paquet d'antiprotons. Ceux-ci s'étalent sur une longueur d'environ 37 cm et se croisent à angle nul. Il en résulte environ 5,8 interactions par croisement de faisceaux pour une section efficace de 50 mb. Enfin, la luminosité intégrée par semaine est de l'ordre de 55 pb^{-1} tandis que le pic de luminosité instantanée se situe aux alentours de $3 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Cette très haute luminosité dépasse de loin ce qui avait été imaginé à l'origine de la conception de ce complexe d'accélération. Cela permet aux deux expériences CDF et DØ d'enregistrer une quantité impressionnante de données qui aide à faire avancer les travaux de recherche en cours (cf. Tab. 2.1). Ces nombres peuvent être comparés à titre anecdotique avec ceux du nouveau collisionneur de hadrons mis en service le 23 novembre 2009 : le *Large Hadron Collider (LHC)*, qui prend ainsi le relais.

2.4 Bibliographie

- [1] « Concepts Rookie Book », Fermilab Operations Department, janvier 2010, version 3.6. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>
- [2] « Linac Rookie Book », Fermilab Operations Department, juillet 2006, version 2.1. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>
- [3] « Booster Rookie Book », Fermilab Operations Department, avril 2009, version 4.1. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>
- [4] « Main Injector Rookie Book », Fermilab Operations Department, avril 2010, version 1.1. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>

- [5] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 90ème ed. CRC Press Inc, 2009.
- [6] « Antiproton Rookie Book », Fermilab Operations Department, décembre 2010, version 2.1. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>
- [7] « Recycler Rookie Book », Fermilab Operations Department, août 2010, version 1.42. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>
- [8] « Tevatron Rookie Book », Fermilab Operations Department, juillet 2009, version 2.3. [En ligne]. Accessible : <http://www-bd.fnal.gov/ops/operations.html>
- [9] R. Flükiger, S. Y. Hariharan, R. Xu, H. L. Luo, F. Weiss et T. Wolf, *The Landolt-Börnstein Database*, R. Flükiger et W. Klose, Ed. SpringerMaterials, 1994, vol. 21b2 : Nb-H - Nb-Zr, Nd - Np.

Sommaire

- 3.1 Prélude sur le système de coordonnées et les grandeurs transverses
- 3.2 Les systèmes de trajectographie
- 3.3 Les détecteurs de pieds de gerbes
- 3.4 Le système de calorimétrie
- 3.5 Le spectromètre à muons
- 3.6 Les luminomètres
- 3.7 Le système de déclenchement
- 3.8 Un bref historique du Run II
- 3.9 Bibliographie

Chapitre

3

Description du détecteur

C'est avec la logique que nous prouvons et avec l'intuition que nous trouvons.

Henri Poincaré

AUTOUR DE L'UNE DES DEUX ZONES de collision utilisées au Tevatron se trouve le détecteur DØ (cf. Fig. 3.1), localisé au point... Do. Celui-ci permet d'enregistrer les paramètres d'un certain nombre de particules provenant des collisions et interagissant avec le détecteur ; entre autres : la charge, l'impulsion et l'énergie sont mesurées pour : les électrons, les photons, les muons, les tauons et les objets hadroniques qui apparaissent sous forme de jets de particules. Pour cela, le détecteur possède des systèmes de trajectographie, un solénoïde, un détecteur de pied de gerbe, un calorimètre, des chambres à muons et un toroïde (cf. Fig. 3.2). Ces différents éléments sont arrangés selon des couches de plus en plus éloignées du point de collision à l'image d'un oignon. Le tout a quasiment une symétrie de révolution autour de l'axe des faisceaux et une symétrie axiale selon un plan vertical passant par son centre. Ce chapitre détaille chacun des éléments composant le détecteur DØ en partant du point le plus proche des collisions pour s'éloigner vers l'extérieur [1, 2].

3.1 Prélude sur le système de coordonnées et les grandeurs transverses

Avant de commencer la description des éléments constituant le détecteur, un prélude sur le système de coordonnées utilisé dans ce genre d'expérience s'impose.

Tout d'abord, il est possible de définir la position d'un point du détecteur dans un repère cartésien (x, y, z) tel que : son origine se situe au centre du détecteur, l'axe z est confondu avec celui des faisceaux et l'axe y est dirigé vers le haut (cf. Fig. 3.3b). Mais, du fait de la symétrie du détecteur autour de l'axe z , un système de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) tel que défini sur la figure 3.3a est plus adapté ;



FIGURE 3.1 – Photo du détecteur DØ ouvert où il est possible de voir le toroïde (en rouge) entourant le calorimètre (au centre), traversé par le tube à vide, ainsi que des scintillateurs du spectromètre à muons (à droite).

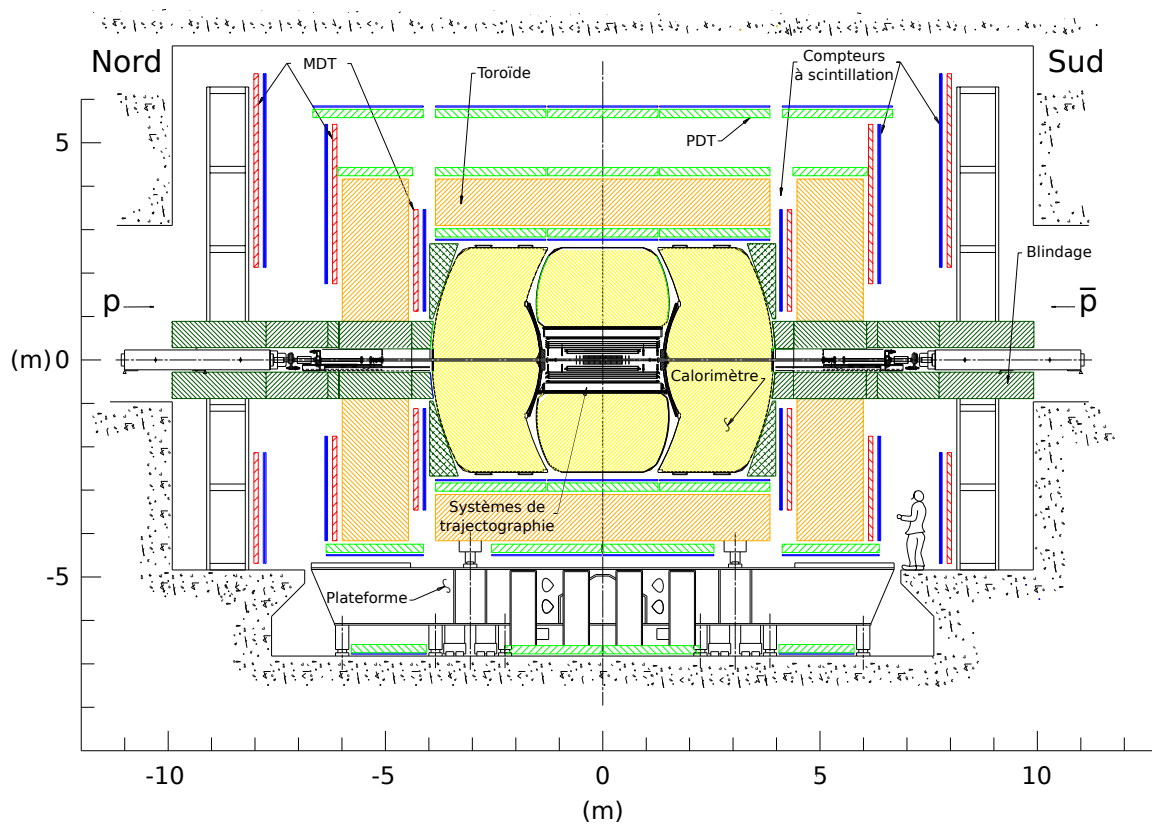


FIGURE 3.2 – Coupe transversale schématisée du détecteur DØ faisant apparaître les trajectographes, le calorimètre et le spectromètre à muons.

θ correspond à l'angle entre l'axe du faisceau et le projeté dans le plan (y, z) de la droite passant par l'origine et le point considéré tandis que ϕ correspond à l'angle entre l'axe x et le projeté de la droite dans le plan (x, y) passant par l'origine et le point considéré. Tous deux sont exprimés en radians.

Ensuite, dans les collisionneurs hadroniques, l'une des variables les plus adaptées pour l'étude des processus est la rapidité. Elle a la caractéristique d'être une variable additive de LORENTZ selon un boost longitudinal. Selon l'axe z , elle s'écrit :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.1)$$

où E est l'énergie et p_z , le projeté de l'impulsion sur l'axe z . Et, dans le cas où la particule est ultra-relativiste, y est équivalent à la pseudo-rapidité η , définie comme :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.2)$$

Alors, un nouveau système de coordonnées sphériques peut être défini : (r, ϕ, η) , ayant comme origine le vertex primaire, correspondant au point de collision dure entre un proton et un antiproton (cf. Fig. 3.3b).

Il est parfois plus commode de travailler avec un système de coordonnées dont l'origine se trouve au centre du détecteur, comme dans le cas d'études sur l'interaction d'une particule avec un détecteur (cf. Chap. 5). Pour cela, un dernier jeu de coordonnées : $(r, \phi_{\text{det}}, \eta_{\text{det}})$ est défini. Il ne diffère du précédent jeu de coordonnées que par la position de son l'origine (cf. Fig. 3.3b).

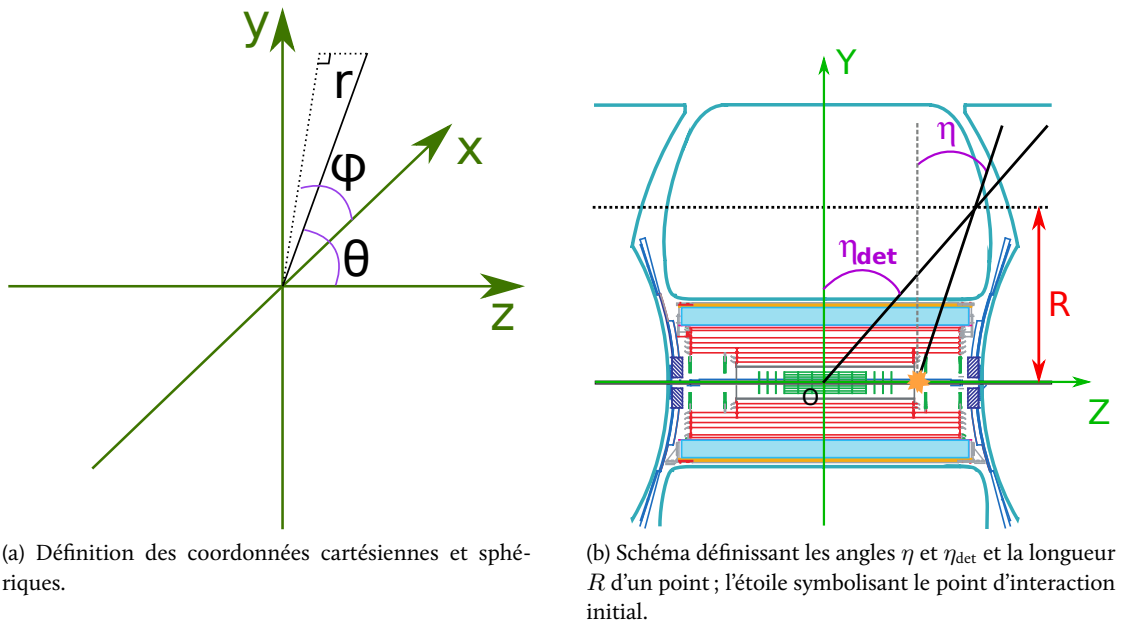


FIGURE 3.3 – Schéma définissant les différents systèmes de coordonnées et illustre la différence entre les angles η et η_{det} .

Enfin, quelques grandeurs physiques possèdent un T en indice afin d'indiquer qu'il est question de leur projection dans le plan transverse (x, y) . Les plus utilisées sont : l'impulsion transverse p_T et l'énergie transverse E_T . Ceci provient du fait qu'une partie des particules issues de la collision est perdue dans le tube à vide et ne peut être détectée. Les lois de conservation, en particulier de l'impulsion, sont alors appliquées sur la composante transverse de ces grandeurs.

3.2 Les systèmes de trajectographie

Le point de l'espace où se produit la collision dure entre deux partons, aussi appelé point d'interaction dure ou vertex primaire, est une donnée très importante utilisée lors de la reconstruction des événements et dans les analyses. Dans le cas de la production de hadrons à vie longue tels que les B^\pm , ceux-ci produisent, lors de leur désintégration, des gerbes de particules dont l'origine des traces part du point de désintégration aussi baptisé vertex secondaire. La reconstruction de leur localisation est utilisée dans des algorithmes d'identification des jets engendrés par des quarks b , comme il sera décrit au chapitre 8. Afin de connaître la trajectoire, la charge et l'impulsion des particules chargées puis la position des vertex primaire et secondaires, deux différents systèmes de trajectographie sont utilisés. Le plus proche du point de collision utilise une technologie à base de micro-pistes de silicium et est appelé *Silicon Microstrip Tracker (SMT)* ; tandis que le second utilise des fibres scintillantes et est nommé *Central Fiber Tracker (CFT)*. Le tout est plongé dans un champ magnétique de 2 T produit par un solénoïde supra-conducteur afin de courber les traces chargées et de mesurer leur charge et leur impulsion (cf. Fig. 3.4).

Chacun de ces éléments est développé dans la suite.

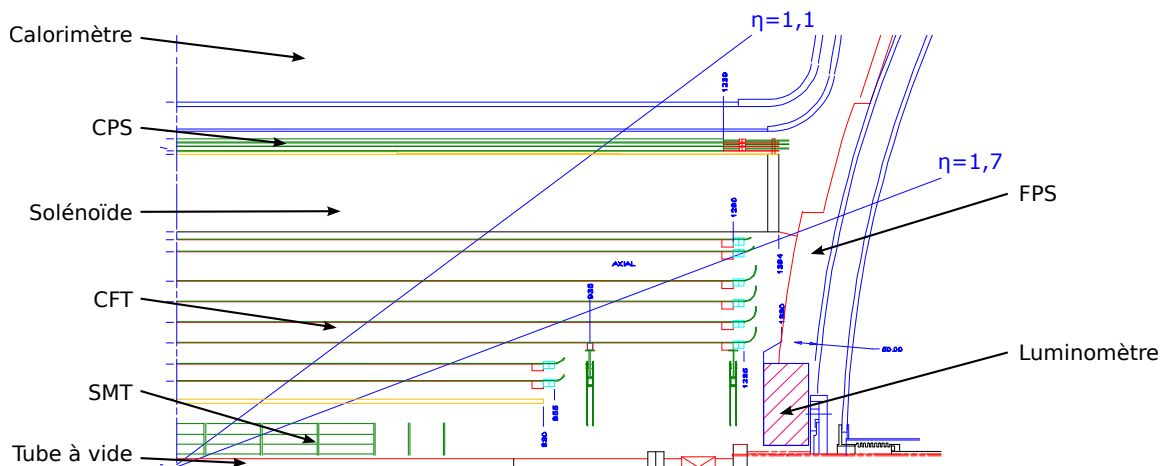


FIGURE 3.4 – Coupe transversale des différentes parties composant le système de trajectographie : le SMT, le CFT et le solénoïde. Les détecteurs de pieds de gerbe : CPS et FPS ainsi qu'un luminomètre y sont aussi représentés.

3.2.1 Le trajectographe à micro-pistes de silicium

Le trajectographe à micro-pistes de silicium ou SMT est constitué de jonctions dopées P-N qui sont alimentées dans leur sens bloquant. Le passage d'une particule chargée ionise la jonction et les charges ainsi produites dérivent vers ses extrémités, du fait du champ électrique présent, où elles sont récoltées.

Quatre types d'éléments distincts composent le SMT :

- une couche dite « couche 0 », composée d'une double-couche sensible concentrique, allant d'un rayon de 1,6 cm à 2,2 cm. Initialement absente du système de trajectographie, elle a été rajoutée en 2006 afin de pallier le vieillissement du reste du SMT qui avait été conçu pour supporter un taux de radiations correspondant à une luminosité intégrée de 2 à 4 fb^{-1} [3] ;
- quatre « tonneaux », composés de cinq double-couches sensibles concentriques (cf. Fig. 3.5), d'une longueur de 12 cm et allant d'un rayon de 2,7 cm pour la première couche, jusqu'à un rayon de 10,5 cm pour la dernière. Un angle de 2° est présent entre les pistes ;
- douze disques baptisés « disques F » dont les six premiers sont intercalés entre les tonneaux, respectivement à un $|z|$ de 12 cm, 25 cm et 38 cm, et les six derniers placés en périphérie, respectivement à un $|z|$ de 41 cm, 48 cm et 53 cm. Leur rayon interne est de 2,6 cm et leur rayon

- externe est de 10 cm. Chaque disque, constitué de pistes double-couche, est divisé en douze sections où les pistes forment, entre elles, un angle azimutal de 30° ;
- quatre disques externes nommés « disques H », constitués de pistes simple-couche et placés en $|z| \simeq 100$ cm, 121 cm permettant d'obtenir une acceptance pour ce détecteur de $|\eta_{\text{det}}| = 3$. Leur rayon interne est de 9,5 cm tandis que le rayon externe est de 26 cm et les pistes forment un angle de 15° entre elles.

Les quelques 800 000 voies de lecture sont maintenues à une température de 5°C par un système de refroidissement à l'eau et l'éthylène-glycol circulant à -10°C .

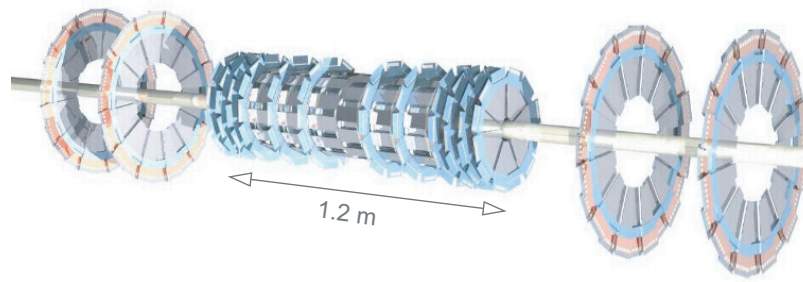


FIGURE 3.5 – Dessin de la structure du SMT où il est possible de reconnaître les tonneaux entourés des disques F ainsi que les disques H de part et d'autre.

Tous ces assemblages confèrent une longueur de 2,4 m au détecteur, permettant de couvrir toute la zone d'interaction¹.

3.2.2 Le trajectographe à fibres scintillantes

Le trajectographe à fibres scintillantes ou *CFT* est fondé sur la capacité d'une particule chargée à exciter certains types de molécules. Lorsqu'une particule chargée traverse une fibre scintillante, une partie de son énergie y est déposée et est convertie en lumière par une succession d'excitations et désexcitations des différents composants chimiques de la fibre.

Les fibres scintillantes sont alors reliées, via l'une de leurs extrémités, à des photo-détecteurs à avalanche en silicium ou *Visible Light Photon Counter (VLPC)* par des guides d'onde. L'autre extrémité dispose d'un miroir en aluminium permettant de réfléchir les photons vers le photo-détecteur.

Afin de garantir une meilleure détection possible à trois dimensions, près de 200 km de fibres scintillantes de $830\ \mu\text{m}$ de diamètre sont réparties en quatre couches de fibres, regroupées en deux doublets, le tout sur huit différents cylindres. Certains doublets sont alignés avec l'axe du faisceau tandis que les autres forment un angle stéréo de plus ou moins 3° . Grâce à cette segmentation fine et la présence d'un angle entre les différentes couches, il est possible de savoir où est passée la particule.

Les cylindres ont un rayon allant de 20 à 52 cm tandis que leur longueur est de 2,52 m pour les six cylindres intérieurs et de 1,66 m pour les deux cylindres les plus externes ; cette différence étant nécessaire du fait du grand rayon des disques H du SMT (cf. Fig. 3.4).

3.2.3 Le solénoïde

Afin de pouvoir mesurer l'impulsion transverse des particules chargées traversant les systèmes de trajectographie, ceux-ci baignent dans un champ magnétique de 2 T, à 0,5% près (cf. Fig. 3.6), créé par un aimant solénoïdal. En mesurant le rayon de courbure et en connaissant précisément l'intensité du champ magnétique, il est alors possible de mesurer l'impulsion transverse par la formule numérique :

$$p_T(\text{GeV}) = 0,3 \times B(\text{T}) \times R(\text{m}) \quad (3.3)$$

1. la position du vertex primaire se répartit sur une gaussienne centrée en 0 et de largeur 25 cm.

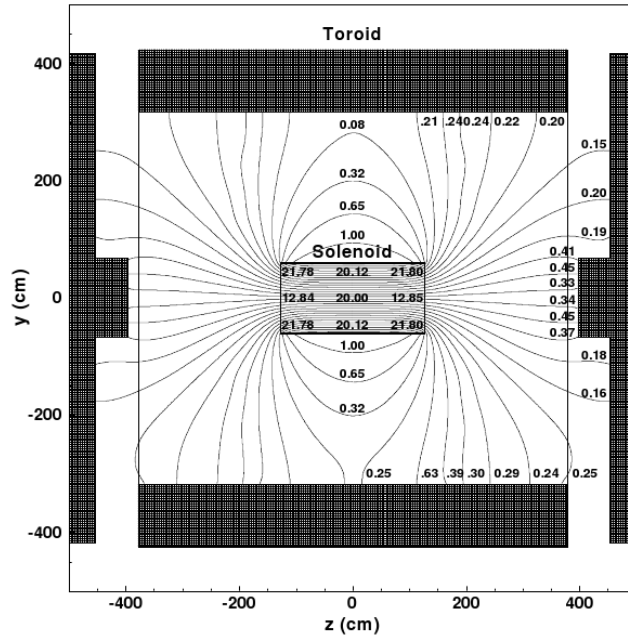


FIGURE 3.6 – Carte du champ magnétique contenu dans l'expérience, produit par le toroïde et l'aimant solénoïdal.

Le solénoïde est constitué d'un alliage Cu-Nb-Ti utilisé dans son domaine de supra-conductivité. Il mesure 2,73 m de longueur et possède un diamètre de 1,42 m pour un poids d'environ 1,5 t. Cette géométrie est optimisée pour garantir un champ magnétique intense tout en minimisant la quantité de matière et donc la quantité d'énergie perdue par les particules avant le calorimètre. À ce titre, l'aimant correspond à une longueur de radiation ² ($1 X_0$) en incidence normale ($\eta = 0$).

L'intensité électrique circulant dans le solénoïde s'élève à 4750 A et l'énergie emmagasinée est de 5,3 MJ.

3.2.4 Précision du système de trajectographie

Les trois parties composant le système de trajectographie que sont : le SMT, le CFT et le solénoïde permettent la localisation du vertex primaire avec une précision de 35 μm le long du faisceau. La résolution sur le paramètre d'impact est de 15 μm dans le plan orthogonal à l'axe du faisceau, pour des particules d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV, à $\eta = 0$. Ces performances permettent de reconstruire les vertex secondaires des jets issus d'un quark b qui sont déplacés de quelques millimètres par rapport au vertex primaire. Enfin, l'incertitude sur l'impulsion d'un muon de $p_T = 40$ GeV et $\eta = 0$ est de 10% lorsqu'il a interagit avec le SMT, mais de 16% lorsqu'il n'a interagit qu'avec le CFT (cf. Chap. 5).

3.3 Les détecteurs de pieds de gerbes

La présence du solénoïde du système de trajectographie n'est pas sans conséquence sur les paramètres d'impulsion et d'énergie des particules le traversant. En effet, du fait de sa grande longueur de radiation : $1 X_0$, des gerbes débutent leur formation dans sa structure. Et, puisque celui-ci n'est pas

2. La longueur de radiation, X_0 , est liée à la perte d'énergie d'un électron traversant de la matière par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) à travers : $\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{brems}} = -\frac{E}{X_0}$.

instrumenté, l'information sur l'énergie des particules y ayant commencé leur gerbe, et particulièrement des électrons, est moins précise.

Pour parer à cette difficulté, deux détecteurs de pieds de gerbes, fondés sur la même technologie, sont utilisés :

- le détecteur central de pieds de gerbes ou *Central PreShower (CPS)*, couvrant la région $|\eta| < 1,3$ et installé entre le solénoïde et le calorimètre ;
- le détecteur avant de pieds de gerbes ou *Forward PreShower (FPS)*, couvrant la région en η de $1,5 < |\eta| < 2,5$ et installé sur les parois externes des calorimètres bouchon.

Le principe de fonctionnement est similaire à celui du CFT : du polystyrène dopé de deux composés organiques fluorescents permettent de convertir l'énergie d'ionisation des molécules en photons détectés par des photo-détecteurs VLPC. La différence réside dans la géométrie : la section du barreau de détection est ici triangulaire et contient une fibre de transport des photons vers les photo-détecteurs, en son centre. La section triangulaire a été choisie afin de diminuer l'espace entre les différentes couches (cf. Fig. 3.7).

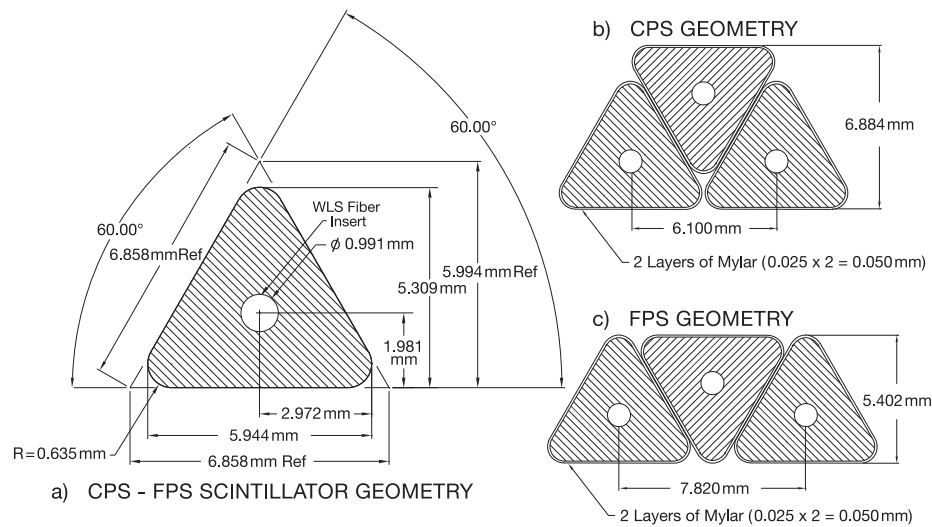


FIGURE 3.7 – Géométrie (à gauche) et agencement des cellules (à droite) au sein d'une couche des détecteurs de pieds de gerbes CPS et FPS.

Ensuite, pour engager la formation des gerbes des photons et des électrons, un absorbeur en plomb, d'une épaisseur de $1 X_0$ pour le CPS ou en plomb et acier, d'une épaisseur de $2 X_0$ à incidence normale pour le FPS est rajouté. Dans le cas du CPS, l'absorbeur est placé avant les trois couches cylindriques de barreaux tandis que dans le cas du FPS, il est placé entre deux couches de scintillateurs.

Enfin, afin d'augmenter la précision des traces détectées, chaque couche du CPS forme un angle entre elles : les barreaux de la première couche sont orientés dans le sens du faisceau tandis que les deux couches supérieures forment un angle stéréo de plus ou moins 24° entre elles.

3.4 Le système de calorimétrie

Les systèmes de détection précédents permettant de mesurer la trajectoire et l'impulsion transverse, il ne reste plus qu'à mesurer l'énergie des particules. Sachant que celles-ci interagissent avec la matière et y perdent de l'énergie, le système de calorimétrie est basé sur la mesure de l'énergie déposée dans les parties instrumentées. Cette dernière est ensuite pondérée par des facteurs représentant l'énergie moyenne perdue dans la matière qui n'a alors pas pu être mesurée. Des corrections peuvent ensuite être appliquées à cette énergie mesurée afin de compenser celle perdue dans les matériaux se trouvant sur son chemin (trajectographes, solénoïde, câbles, systèmes de refroidissement, pieds etc.) et ainsi remonter à l'énergie réelle de la particule considérée.

Le système de calorimétrie est divisé en deux grandes parties formées par le calorimètre à proprement parler et par les détecteurs de la région inter-cryostat. Chacun de ces éléments est décrit dans les sections suivantes.

3.4.1 Le calorimètre

Le calorimètre est basé sur une technologie d'échantillonnage : des couches de matériau absorbant de grande densité et non instrumenté et des couches sensibles s'alternent. Les premières font perdre de l'énergie aux particules tandis que les dernières détectent le passage de la particule et permettent de mesurer l'énergie déposée. Une succession d'une couche absorbante et d'une couche sensible forme une « cellule calorimétrique » (cf. Fig. 3.8). L'association d'un grand nombre de ces cellules forme le calorimètre. Enfin, le calorimètre est découpé en deux parties distinctes (cf. Fig. 3.9) :

- le calorimètre central ou *Central Calorimeter (CC)*, couvrant la région $|\eta| < 1,1$;
- les deux calorimètres bouchon ou *End cap Calorimeter (EC)*, couvrant la région : $1,5 < |\eta| < 4$.

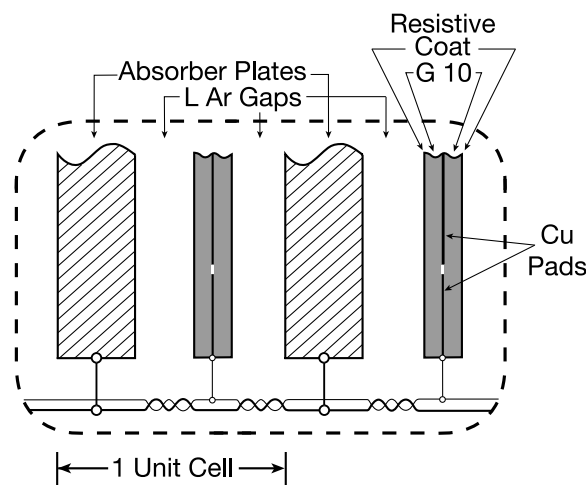


FIGURE 3.8 – Schéma d'une cellule du calorimètre formée de l'association d'une couche d'absorbeur et d'une électrode, le tout plongé dans de l'argon liquide.

Interaction particule — matière

Afin de comprendre la perte d'énergie de particules traversant de la matière, il convient de distinguer deux grands types de particules : les électrons ou photons d'une part et les hadrons, principalement contenus dans les jets issus de partons, d'autre part. Les tauons ont un comportement similaire aux hadrons dans le calorimètre tandis que les muons y interagissent peu et les neutrinos, pas.

Lorsqu'un électron passe à proximité du champ électrique d'un noyau, sa trajectoire se courbe et il émet alors un photon. Ce phénomène est connu sous le nom de rayonnement de freinage ou *bremsstrahlung*. Plus le matériau sera dense, plus l'énergie perdue par l'électron sera importante.

Le photon, lorsque celui-ci est d'énergie suffisante ($E \gtrsim 1 \text{ MeV}$) et qu'il interagit au voisinage d'un noyau³, se matérialise en une paire électron – positon. Le sort de l'électron ainsi produit a été décrit au paragraphe précédent ; le positon, quant à lui, sera ralenti par phénomène de *bremsstrahlung* puis s'annihilera en deux photons. Cette gerbe électromagnétique ainsi produite se terminera lorsque l'énergie des particules produites ne permettra plus que l'ionisation du milieu.

Les hadrons, quant à eux, vont interagir principalement par interaction forte avec les nucléons des noyaux desquels ils passent à proximité. Le résultat est la création de nouvelles particules (π^0, π^\pm ,

3. Le photon doit interagir avec une autre particule (électron, nucléon du noyau, autre photon) pour qu'il se convertisse en paire électron – positon, afin de conserver le quadri-vecteur impulsion – énergie.

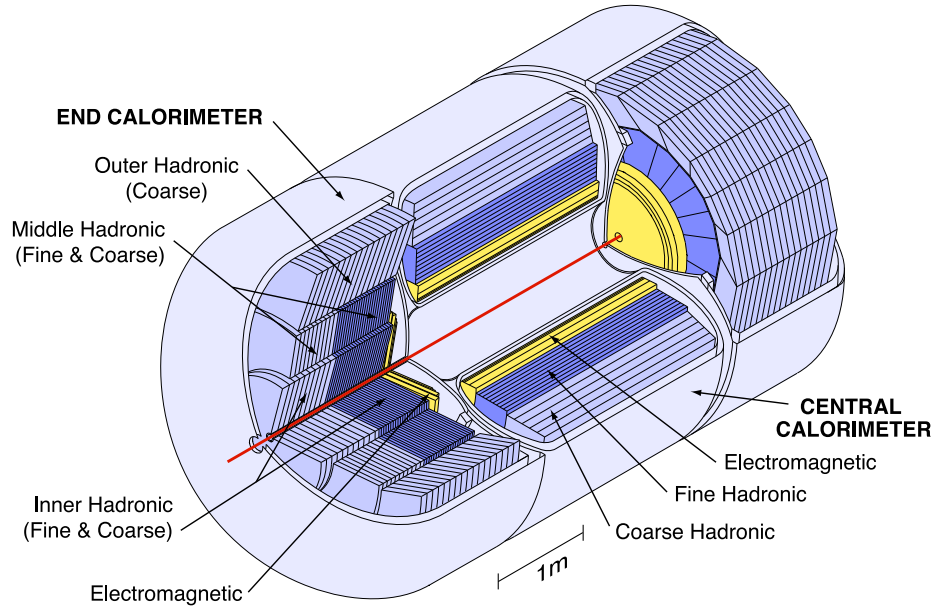


FIGURE 3.9 – Schéma du calorimètre où il est possible de distinguer le calorimètre central et les deux calorimètres bouchon. Les différents types de calorimètre sont aussi représentés : électromagnétique, hadronique à résolution fine ainsi que hadronique à résolution grossière.

$K^\pm \dots$) ou l'émission de fragments de noyaux. Ces produits, qui emportent une partie de l'énergie de la particule mère, vont à leur tour interagir avec les noyaux du milieu et perdre leur énergie. Des électrons ou photons peuvent aussi être produits et ils engendrent alors une gerbe électromagnétique comme décrit précédemment. Le tout forme une gerbe hadronique qui s'arrête lorsque les particules la constituant ont perdu toute leur énergie ou lorsqu'elles sont absorbées par un noyau.

Le fonctionnement d'une cellule calorimétrique

Puisque les particules perdent quasiment toute leur énergie par interaction avec les noyaux, il convient d'utiliser un matériau de grande densité en tant que couche absorbante. Les particules sont alors plus rapidement arrêtées et il est possible de concevoir un calorimètre de taille raisonnable capable d'arrêter toutes les particules produites hormis, dans les particules connues à ce jour, les muons et les neutrinos.

Le choix s'est porté sur l'uranium appauvri qui possède une longueur de radiation $X_0 \simeq 0,32$ cm ainsi qu'une faible longueur d'absorption hadronique⁴ $\lambda \simeq 10,5$ cm. Il est à noter cependant que certaines parties du calorimètre utilisent du cuivre ou de l'acier inoxydable.

La couche sensible est basée sur le principe de production de paires électron – ion par ionisation du milieu suite au passage d'une particule. Du fait de la présence d'un champ électrique, les charges créées migrent vers une électrode où elles sont récoltées.

Pour ce faire, une électrode en cuivre est placée entre chaque couche absorbante et l'espace de 2,3 mm est comblé par de l'argon liquide. Celui-ci a été retenu pour sa faible énergie d'ionisation (15,76 eV), sa grande résistance aux radiations, l'excellente linéarité de la réponse, la finesse de la segmentation pouvant être atteinte ainsi que les faibles coûts de production associés. Le tout est maintenu à une température nominale de 90 K par l'intermédiaire de cryostat entourant chaque morceau du calorimètre : partie centrale et chacun des bouchons.

Enfin, un potentiel électrique entre 2 et 2,5 kV est maintenu entre l'électrode et la couche absorbante qui est mise à la masse. Le temps de dérive des charge est alors de 450 ns.

4. La longueur d'absorption hadronique est liée à la probabilité qu'une particule interagisse avec un noyau après avoir parcouru une distance x : $P = 1 - e^{-x/\lambda}$

Le calorimètre électromagnétique et hadronique

Comme il a été développé précédemment, deux grands types de gerbes se forment dans le calorimètre. Celles-ci sont issues de processus physiques différents et conduisent alors à des gerbes différentes :

- la probabilité qu'un électron ressente le champ coulombien produit par un atome étant beaucoup plus importante que celle qu'un hadron interagisse avec un noyau, les gerbes électromagnétiques se créent plus rapidement dans le calorimètre par rapport aux hadroniques ;
- la longueur d'absorption hadronique étant un paramètre beaucoup plus petit que la longueur de radiation, les gerbes hadroniques se développent sur une plus grande longueur que celles électromagnétiques ;
- l'extension latérale d'une gerbe est plus importante lorsqu'elle est hadronique.

Ces observations conduisent à distinguer trois zones calorimétriques ayant une résolution adaptée afin d'optimiser la mesure et l'étiquetage de la particule à l'origine de ces gerbes : la partie électromagnétique, la partie hadronique à résolution fine puis la partie hadronique à résolution plus grossière. Les caractéristiques de chacune des parties sont résumées dans les tableaux 3.1.

Caractéristique	EM	FH	CH
Absorbeur (épaisseur [mm])	U (3)	U (6)	Cu (46,5)
Nombre de couches	4	3	1
Épaisseur en longueur de radiation [X_0]	20,6	96	32,9
Épaisseur en longueur d'absorption [λ]	0,76	3,2	3,2

(a) Calorimètre central.

Caractéristique	EM	IH		MH		OH
		FH	CH	FH	CH	CH
Absorbeur (épaisseur [mm])	U (4)	U (6)	Inox (46,5)	U(6)	Inox (46,5)	Inox (46,5)
Nombre de couches	4	4	1	4	1	1
Épaisseur [X_0]	20,6	121,8	32,8	115,5	37,9	65,1
Épaisseur [λ]	0,95	4,8	3,6	4	4,1	7

(b) Calorimètre bouchon. IH, MH et OH désignent respectivement les modules hadroniques intérieurs du milieu et extérieurs.

TABLE 3.1 – Caractéristiques des différentes parties du calorimètre. EM correspond à la partie électromagnétique, FH, à la partie hadronique à résolution fine, CH, à la partie hadronique à résolution grossière.

La majorité des couches de cellule calorimétriques ont une taille $\Delta\eta_{\text{det}} \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$. Pour des raisons historiques⁵ la troisième couche de la partie électromagnétique a une taille $\Delta\eta_{\text{det}} \times \Delta\varphi = 0,05 \times 0,05$. Enfin, les cellules sont regroupées en tour pseudo-projectives⁶ (cf. Fig. 3.10) de taille $\Delta\eta_{\text{det}} \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$.

3.4.2 La région inter-cryostat

À cause de la présence des cryostats entourant les calorimètres, la région $1,1 < |\eta_{\text{det}}| < 1,4$ est plus faiblement instrumentée. D'autre part, l'importante quantité de matière due aux nombreux

5. Lors de la fabrication du calorimètre, la collaboration avait calculé que l'extension latérale des gerbes électromagnétiques était maximale dans cette couche. Avec l'ajout du solénoïde et des détecteurs de pieds de gerbes entre le Run I et le Run II, la formation des gerbes débute plus tôt et l'extension maximale se situe alors dans la seconde couche du calorimètre électromagnétique.

6. Les tours sont dites pseudo-projectives parce que leurs bords ne pointent pas exactement vers le centre du détecteur.

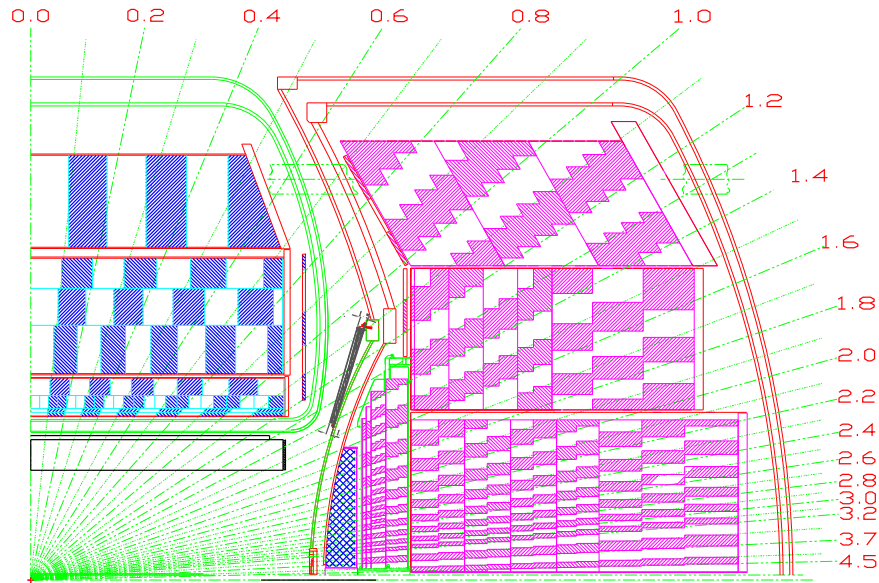


FIGURE 3.10 – Coupe transversale et schématique du calorimètre où il est possible de distinguer les différentes parties réparties en tours calorimétriques : électromagnétique, hadronique à résolution fine, hadronique à résolution grossière et les détecteurs inter-cryostat.

câbles de lecture et d'alimentation s'y trouvant forme une épaisseur de matière non-négligeable mais non-instrumentée. Tout ceci a pour effet de dégrader la mesure de l'énergie des particules passant dans cette zone. Afin d'en limiter les conséquences, deux sous-systèmes de détection s'y trouvent.

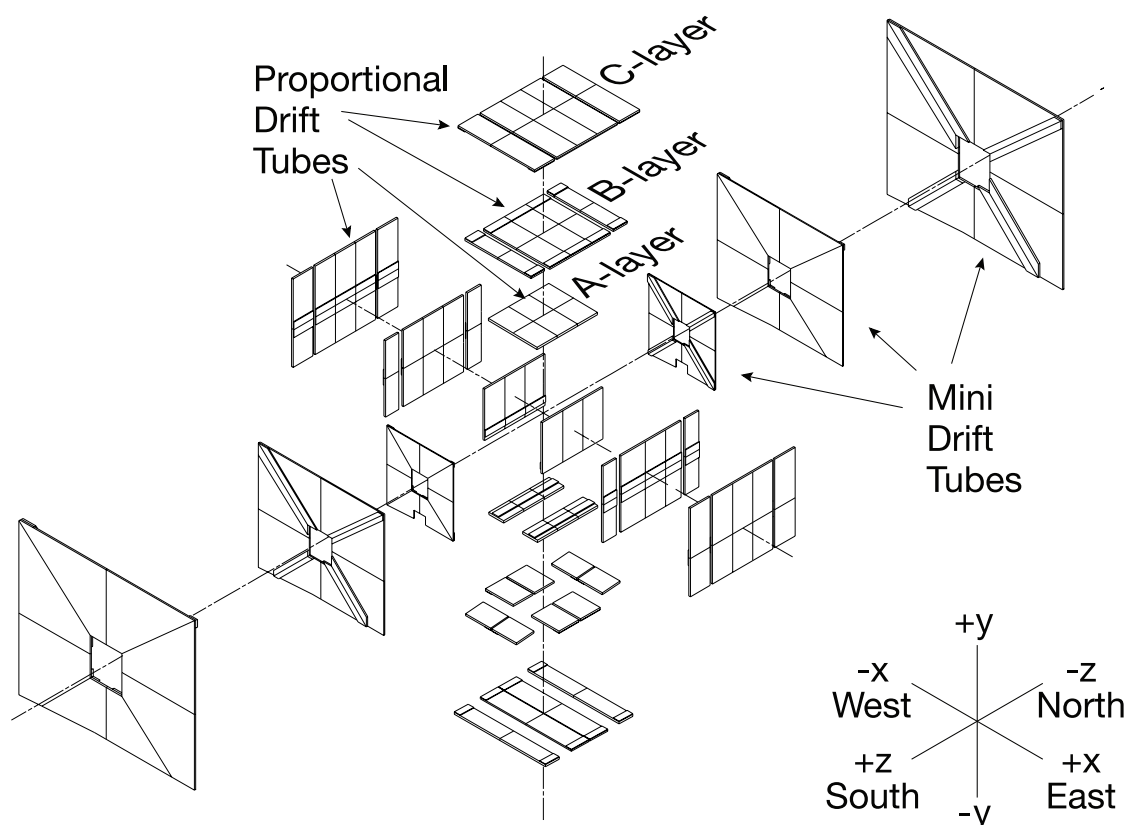
Les premiers sont des détecteurs sans couche absorbante ou *Massless Gaps (MG)*. Placés à proximité de la paroi interne des cryostats, ils couvrent respectivement une région $0,8 < |\eta_{\text{det}}| < 1,2$ et $1 < |\eta_{\text{det}}| < 1,3$ dans le cryostat de la partie centrale et dans ceux des bouchons. Ils ne sont composés que d'une couche sensible, identique à celle des cellules calorimétriques. Une plaque conductrice, en cuivre dans la partie centrale et en cuivre et acier inoxydable dans les bouchons, est cependant ajoutée afin de remplacer l'électrode à la masse que forme l'absorbeur dans les cellules.

Les seconds sont appelés des détecteurs inter-cryostat ou *Inter-cryostat Detector (ICD)*. Ils sont installés sur la paroi externe des cryostats des bouchons dans la région $1,1 < |\eta_{\text{det}}| < 1,4$. Ce sont des scintillateurs couplés à des photo-multiplicateurs via des fibres optiques. Ils sont conçus afin d'avoir la forme des tours du calorimètre : $\Delta\eta_{\text{det}} \times \Delta\varphi = 0,1 \times 0,1$ puis chaque module est entouré d'un revêtement réfléchissant afin de l'isoler optiquement de ses voisins.

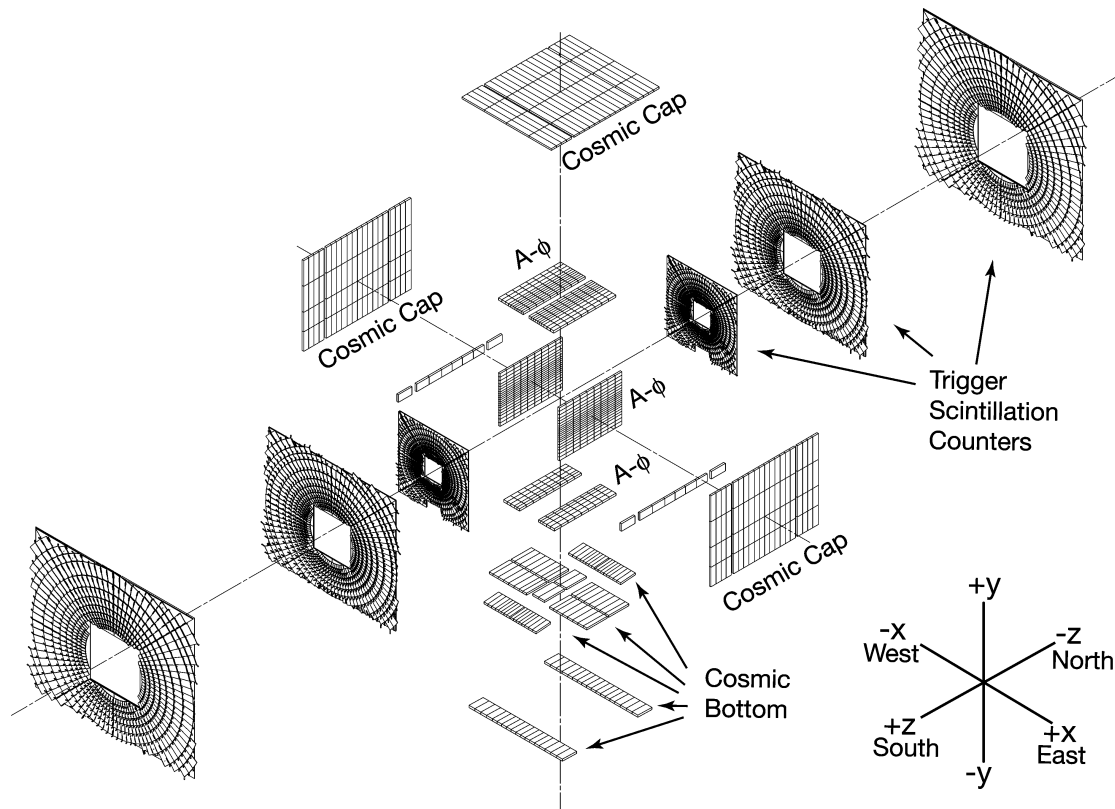
3.5 Le spectromètre à muons

Comme il a été dit précédemment, deux types de particules connues à ce jour traversent le calorimètre sans s'y arrêter dont les muons. Ces leptons chargés ont une masse approximativement 200 fois plus grande que celle de l'électron. De ce fait, lorsqu'un muon traverse le champ magnétique d'un atome, il est beaucoup moins dévié de sa trajectoire que son homologue leptonique ; l'énergie émise du fait de cette déviation est donc plus faible. C'est pourquoi un muon ne perdra que 2 à 3 GeV en traversant le calorimètre.

Un ensemble de détecteurs est installé autour du calorimètre afin de pouvoir étiqueter les particules le traversant comme étant des muons, puis effectuer une mesure de leur trajectoire et de leur impulsion. Pour ce faire, cet ensemble se scinde en deux parties : les chambres à dérive et les compteurs à scintillation (cf. Fig. 3.11). Chacune d'entre elles est développée dans la suite [4].



(a) Vue éclatée des chambres à dérive, formées des PDT pour la partie centrale et de MDT pour la partie avant – arrière.



(b) Vue éclatée des scintillateurs, formés des détecteurs $A\phi$, des détecteurs de rayons cosmiques et des compteurs.

FIGURE 3.II – Vue éclatée des différents composants du spectromètre à muons.

3.5.1 Les chambres à dérive

Les chambres à dérive sont composées de détecteurs gazeux et sont utilisées pour effectuer les mesures décrites ci-dessus. Comme le haut de la figure 3.11 l'illustre, ces chambres sont réparties par plan selon chaque face du détecteur en trois couches, notées A, B et C, partant du centre vers l'extérieur, et sont composées de deux différents types de détecteurs. Les plus présents, couvrant la région centrale $|\eta_{\text{det}}| < 1$, sont des chambres proportionnelles à dérive ou *Proportional Drift Tube (PDT)*. Les seconds, situés sur les faces avant et arrière du détecteur et couvrant la région $|\eta_{\text{det}}| < 2,15$, sont des tubes à mini-dérive ou *Mini Drift Tube (MDT)*. Enfin, un ensemble d'aimants toroïdaux (cf. Fig. 3.6), contenant la couche A, courbent la trajectoire des muons et permettent ainsi de mesurer leur impulsion.

Les chambres proportionnelles à dérive

Les chambres proportionnelles utilisent comme élément de base une cellule (cf. Fig. 3.12). Celle-ci, de section rectangulaire, est traversée par deux cathodes ou *pads* fixées aux parois et d'une anode en son centre. Les cellules sont assemblées dans le sens des lignes du champ magnétique du toroïde et sont reliées deux à deux par leur anode. Enfin, elles sont remplies d'un mélange gazeux composé de 84% d'argon, de 8% de méthane et de 8% de tétrafluorure de carbone offrant un temps de dérive des électrons de l'ordre de 500 ns.

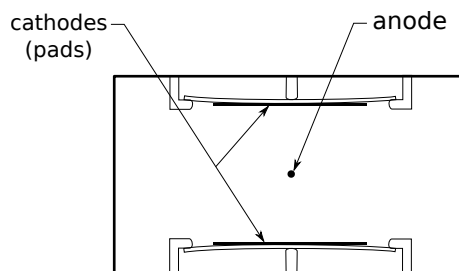


FIGURE 3.12 – Schéma d'une cellule du PDT.

La couche A contient 96 cellules réparties sur quatre épaisseurs tandis que les couches B et C contiennent 72 cellules réparties sur trois épaisseurs. Ce plus grand nombre de cellules dans le premier cas permet d'améliorer la mesure de l'impulsion des muons n'ayant pas une énergie suffisamment importante pour traverser complètement le toroïde et laisser des traces dans le reste des chambres.

Le fil d'anode est porté à un potentiel de 4,7 kV tandis que les cathodes se retrouvent à un potentiel de 2,3 kV.

Tout ceci permet de mesurer : le temps de dérive des électrons d'ionisation, la charge collectée sur les cathodes puis la différence de temps de propagation du signal d'une extrémité du fil d'anode à l'autre. Le temps de dérive permet de remonter à la distance de dérive, mesurée avec une précision de 1 mm tandis que la différence de temps du signal sur l'anode permet de localiser le point d'interaction du muon avec la cellule ; la précision de cette technique augmente avec la différence de temps entre les deux signaux et varie de 10 à 50 cm.

Les tubes à mini-dérive

L'élément de base des tubes à mini-dérive est, pour sa part, une succession de huit cellules de section carrée, assemblées entre elles (cf. Fig. 3.12). Elles sont traversées par le fil d'anode tandis que la cathode est sur l'une des parois. Le tout est rempli d'un mélange gazeux composé de 90% de méthane et de 10% de tétrafluorure de carbone permettant un temps de dérive des électrons de l'ordre de 50 ns.

À l'instar des PDT, la couche A contient quatre superpositions de cellules tandis que les autres couches n'en contiennent que trois.

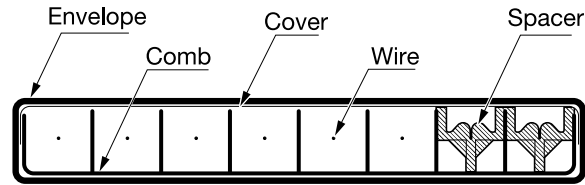


FIGURE 3.13 – Schéma d'une cellule du MDT.

Le fil d'anode est mis à la masse tandis que la cathode est placée à un potentiel de $-3,2$ kV. Cet ensemble permet ainsi d'obtenir une précision spatiale sur le point d'interaction du muon avec la cellule de $0,7$ mm.

3.5.2 Les compteurs à scintillation

Un certain nombre de facteurs peut venir troubler la bonne détection des muons provenant d'une collision. Parmi eux, il peut être relevé la faible énergie de certains muons qui ne pourront alors pas traverser le toroïde et ne seront donc pas détectés par les chambres à dérive. D'autre part, des muons cosmiques peuvent aussi interagir avec le spectromètre et être pris comme provenant d'une collision.

Pour limiter ces effets, des compteurs à scintillations ont été installés sur différentes couches des chambres à dérive. À l'image des autres détecteurs basés sur des scintillateurs utilisés dans cette expérience, ces compteurs sont formés d'un matériau en matière plastique dopé de telle manière à ce que l'ionisation produite par un muon le traversant engendre une émission de photons dans le domaine de l'ultra-violet jusqu'au visible. La lumière produite est ensuite récupérée puis transmise à des photo-détecteurs via des guides d'onde.

Plusieurs types de compteurs à scintillations sont utilisés (cf. Fig. 3.11) :

- les compteurs dits $A\phi$ et localisés sur la couche intérieure A dans la partie centrale, qui permettent notamment de détecter les muons qui s'arrêtent dans le toroïde ;
- les détecteurs de rayons cosmiques, qui représentent la plus grande source de bruit de fond pour les muons. Ils sont situés sur la couche C des PDT et permettent d'associer un signal dans un PDT avec le bon croisement de faisceau, grâce à leur temps de réponse rapide, de l'ordre de 2 ns, pour ainsi rejeter les muons cosmiques ;
- les compteurs des parties avant et arrière. Ils sont disposés à l'intérieur de la couche A et à l'extérieur des couches B et C. Ils permettent entre autre de rejeter les muons cosmiques.

Enfin, puisque les scintillateurs ont un temps de réponse de l'ordre de quelques nanosecondes, ceux-ci peuvent être utilisés par le système de déclenchement décrit plus bas.

3.5.3 Le blindage

D'autres facteurs viennent troubler la détection des muons en créant des signaux parasites dans le spectromètre. Ceux-ci sont principalement engendrés par le faisceau via :

- des protons ou des antiprotons qui diffusent dans les parties extrêmes des calorimètres bouchon ou dans le tube à vide et viennent interagir avec la couche A ;
- des débris de la collision qui interagissent avec les aimants quadripolaires entourant le tube à vide et engendrant un signal dans les plans de détection externes ;
- des particules du halo entourant les faisceaux qui peuvent également traverser le spectromètre.

Afin de limiter ces effets, un blindage est placé autour du tube à vide et des aimants quadripolaires. Celui-ci est composé de fer, absorbant les particules électromagnétiques et hadroniques, de polyéthylène, absorbant les neutrons, puis de plomb, absorbant les photons. Ceci permet de réduire l'occupation des détecteurs d'un facteur deux et l'énergie moyenne déposée d'un facteur 50 à 100.

3.6 Les luminomètres

Le dernier élément de détection présent au sein de l'expérience constitue les luminomètres et permet de mesurer la luminosité instantanée vue par DØ.

3.6.1 Mesure de la luminosité

Le nombre d'interactions par unité de temps $\frac{dN_{\text{int}}}{dt}$ d'un processus est lié à sa section efficace σ_{eff} par :

$$\frac{dN_{\text{int}}}{dt} = \mathcal{L} \times \sigma_{\text{eff}} \quad (3.4)$$

avec \mathcal{L} , un facteur de proportionnalité qui dépend des caractéristiques des collisions et est appelé luminosité instantanée.

De fait, en connaissant la section efficace d'un processus particulier, il est possible de mesurer cette luminosité instantanée en comptant le nombre d'interactions correspondantes observées. Pour cela, trois catégories de processus sont pris en compte :

- les diffusions non diffractives ou diffusions dures ;
- les diffusions diffractives simples conduisant à la dissociation du proton ou de l'antiproton ;
- les diffusions doublement diffractives où le proton et l'antiproton sont tous deux dissociés.

Les sections efficaces de chacun d'entre eux ont été mesurées par les expériences CDF, E710 et E811 (cf. Tab. 3.2). Celles-ci sont ensuite corrigées pour tenir compte des effets d'acceptance des détecteurs et de leur efficacité, déterminés par simulation.

Les interactions sont détectées par deux luminomètres et un comptage du nombre de détections simultanées est fait. Si les collisions se produisent à une fréquence f , le nombre d'événements moyen attendu par seconde, \bar{n} est :

$$\bar{n} = \frac{\mathcal{L} \times \sigma_{\text{eff}}}{f} \quad (3.5)$$

La probabilité d'observer N de ces événements est régi par la loi de POISSON :

$$\mathcal{P}(N) = \frac{\bar{n}^N}{N!} \times e^{-\bar{n}} \quad (3.6)$$

Cependant, lors de la rencontre d'un paquet de protons avec un autre d'antiprotons, les luminomètres ne permettent de savoir que s'il y a eu détection simultanée ou pas mais ne renseignent pas sur le nombre d'interactions observées. Il ne peut être pris en considération que la probabilité d'observer au moins une interaction :

$$\mathcal{P}(N > 0) = 1 - \mathcal{P}(N = 0) = 1 - e^{-\bar{n}} \quad (3.7)$$

La luminosité instantanée est alors obtenue en mesurant $\mathcal{P}(N > 0)$ sur une durée d'une minute⁷, appelé « bloc de luminosité », et est donnée par [5, 6] :

$$\mathcal{L} = -\frac{f}{\sigma_{\text{eff}}} \times \ln(1 - \mathcal{P}(N > 0)) \quad (3.8)$$

⁷ La variation de la luminosité durant ce temps est considérée comme négligeable et permet d'avoir une erreur sur la probabilité inférieure à 1%.

Type	Processus	Valeur Run IIa	Valeur Run IIb
σ_{eff}	inclusif	$47,6 \pm 2,5 \text{ mb}$	$48,3 \pm 0,5 \text{ mb}$
Efficacité	Non diffractif	$98,1 \pm 0,1 \%$	$98,8 \pm 0,1 \%$
	Simplement diffractif	$33,0 \pm 0,4 \%$	$31,9 \pm 0,6 \%$
	Doublement diffractif	$43,6 \pm 0,8 \%$	$47,9 \pm 0,6 \%$

TABLE 3.2 – Sections efficaces effectives des processus de collisions inélastiques et efficacité des détecteurs de luminosité utilisées pour la mesure de la luminosité instantanée pour différentes périodes de fonctionnement de l'expérience DØ [7, 8].

3.6.2 Les luminomètres

Le comptage des coïncidences est effectué entre deux luminomètres installés autour du tube à vide sur les faces extérieures des calorimètres bouchon à $z = \pm 1,4 \text{ m}$ et couvrant la région en η : $2,7 < |\eta_{\text{det}}| < 4,4$ (cf. Fig. 3.14a). Ceux-ci sont constitués de scintillateurs plastique associés à des photo-multiplicateurs (cf. Fig. 3.14b), le tout assemblé en un disque segmenté en 24 parties. Les photo-multiplicateurs ont été choisis pour leur capacité à fonctionner dans un environnement riche en radiations et sous un champ magnétique intense. Ils offrent, en outre, un temps de réponse de 0,3 ns.

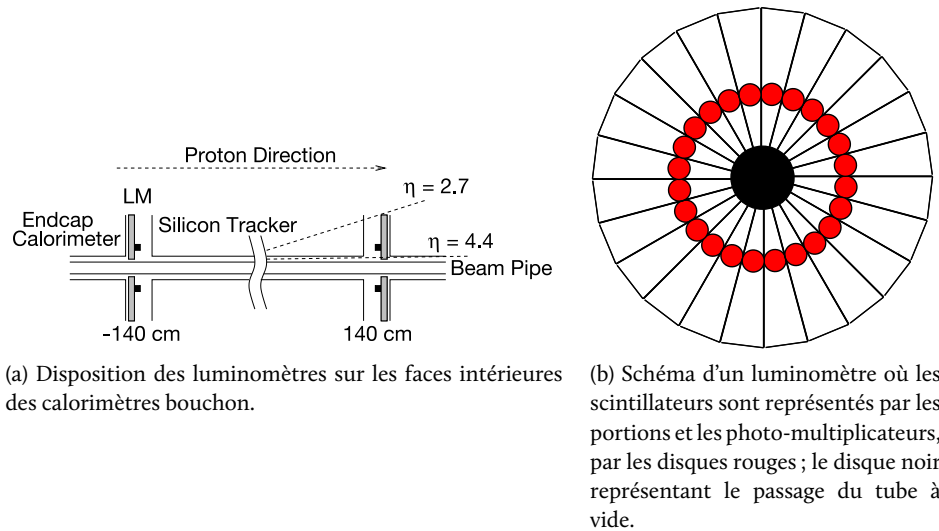


FIGURE 3.14 – Positionnement et schéma des luminomètres.

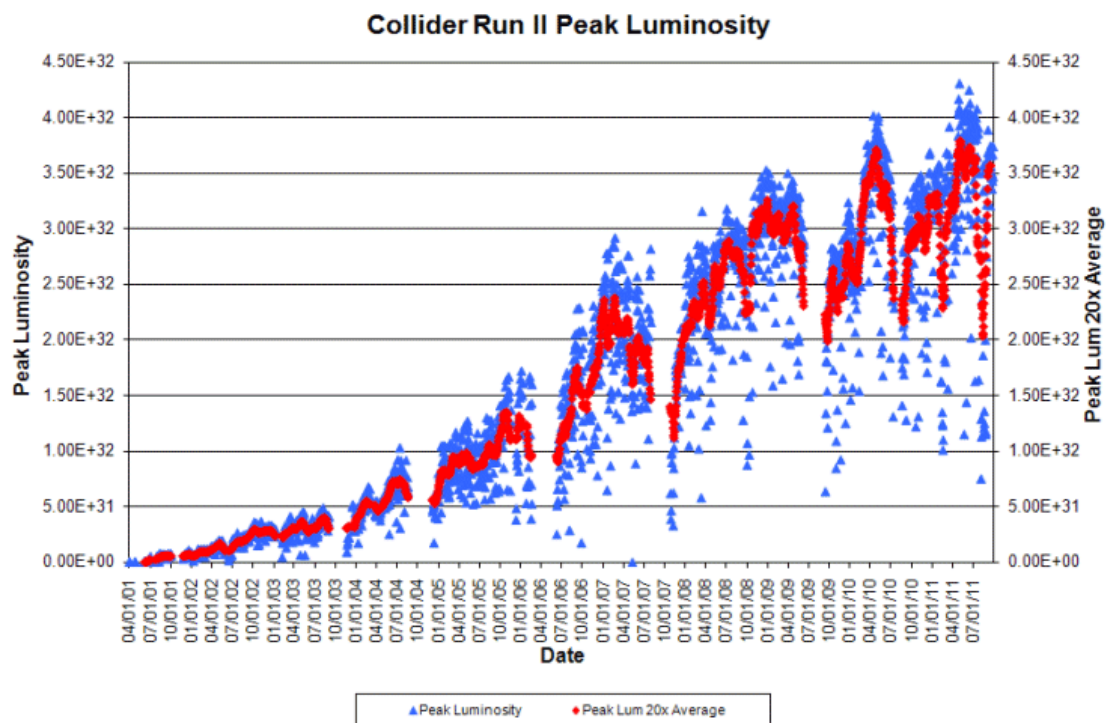
En plus de mesurer la luminosité instantanée, ces détecteurs permettent de mesurer la quantité de halo associé à chaque faisceau et permettent un positionnement approximatif du vertex primaire selon l'axe z en utilisant la formule :

$$z_v = \frac{c}{2} \times \Delta t \quad (3.9)$$

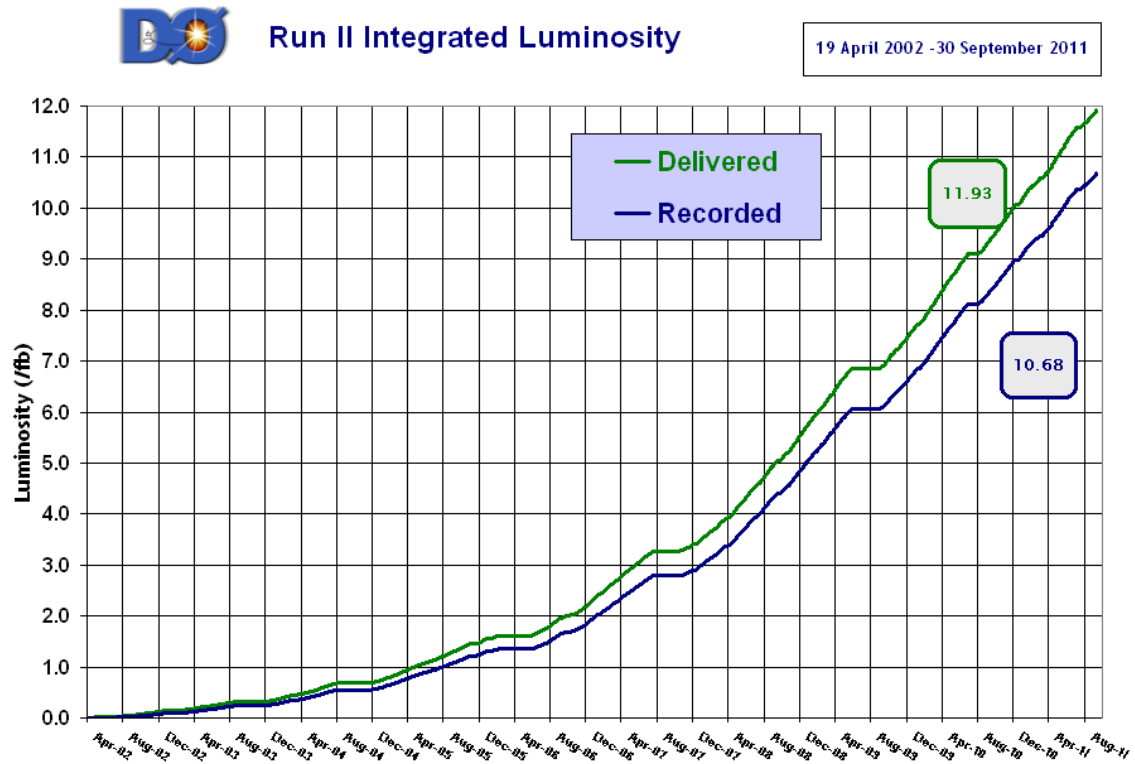
où $\Delta t = t_N - t_S$ est la différence de temps de détection de l'interaction entre les luminomètres nord et sud.

L'incertitude sur le calcul de la luminosité instantanée est de 6,1% [9] avec comme contribution dominante les incertitudes sur les sections efficaces inélastiques qui s'élèvent à 5,4% [7].

Les graphiques de la figure 3.15 représentent la luminosité instantanée maximale obtenue en fonction du temps (cf. Fig. 3.15a) ainsi que la luminosité intégrée pour l'expérience DØ (cf. Fig. 3.15b).



(a) Luminosité instantanée maximale délivrée par le Tevatron pour chaque *store* (en bleu). Les points rouges représentent la moyenne de dix luminosités instantanées maximales consécutives.



(b) Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron (en vert) et enregistrée par DØ (en bleu).

FIGURE 3.15 – Graphique de la luminosité instantanée maximale et de la luminosité intégrée délivrée puis enregistrée en fonction du temps.

3.7 Le système de déclenchement

Le dernier élément de l'expérience DØ : le système de déclenchement, assure le lien entre les différents détecteurs décrits précédemment et le système de stockage utilisé pour enregistrer toutes les informations recueillies tout en effectuant un filtrage en ligne des événements à conserver.

La très grande majorité des collisions dures produisent des événements de plusieurs jets de basse énergie dans l'état final et rares sont celles contenant des quarks top, b , des bosons de Higgs ou vecteurs Z , W etc. Le domaine de physique étudié dans cette expérience étant majoritairement axé sur ces phénomènes rares, un mécanisme de déclenchement sur trois niveaux a été mis en place afin de ne conserver que les événements ayant la plus grande probabilité de contenir de telles particules.

Aussi, en reprenant les caractéristiques du collisionneur données dans le chapitre 2, la durée entre deux collisions est de 396 ns ; ce qui représente une fréquence de 2,5 MHz. Cependant, le système d'acquisition ne permet pas de récupérer autant de données et de les enregistrer sur bandes magnétiques⁸ avant la prochaine collision. Il est donc indispensable de ne pas conserver les données de chaque collision mais seulement celles considérées comme les plus importantes.

Pour ce faire, les données provenant de chaque canal de chaque détecteur sont stockées dans des zones tampon. À partir d'une partie de celles-ci, une reconstruction plus ou moins sommaire des événements est faite et une sélection y est ensuite appliquée. Si l'événement satisfait les différents critères de ces sélections, les données sont recopiées dans la zone tampon du niveau supérieur et ce processus se répète avec une reconstruction de plus en plus complète au fur et à mesure des niveaux. Si l'événement ne réussit pas les sélections, il est simplement oublié. Enfin, les événements passant le troisième niveau sont enregistrés sur bandes (cf. Fig. 3.16).

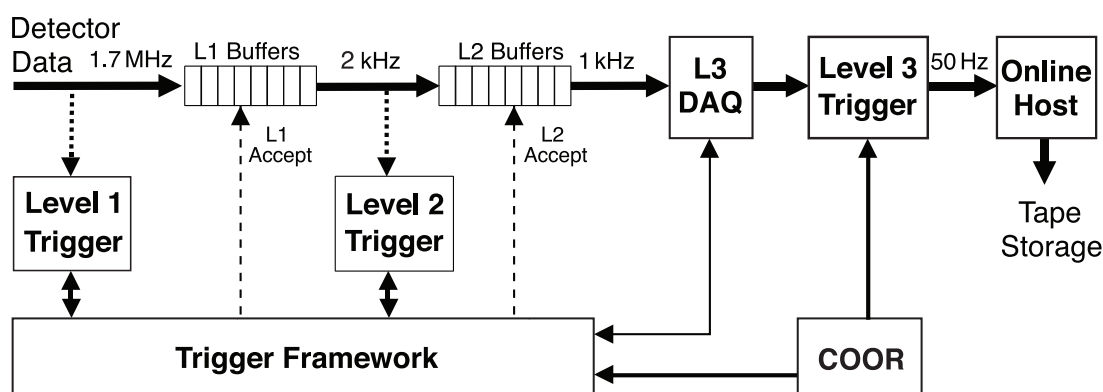


FIGURE 3.16 – Vue globale du système de déclenchement. Les flèches épaisses représentent les connexions entre les trois niveaux via les zones tampon ou *buffers* ; les fréquences indiquées au-dessus correspondent au taux d'événements moyen réussissant les sélections du niveau correspondant.

Ces sélections, qui s'appliquent sur le signal transmis par les détecteurs ou sur des critères cinématiques ou géométriques, forment les « éléments de déclenchement ». Une association d'un ou plusieurs de ces éléments forme alors un « terme de déclenchement ». Un événement passe donc au niveau supérieur s'il en déclenche au moins un. Ceci n'est cependant pas exact pour ce qui concerne les termes se déclenchant trop souvent ; dans ce cas-là, un facteur d'échelle dépendant de la luminosité est utilisé pour ne garder qu'une fraction de ces événements.

La liste de ces termes de déclenchement ainsi que les facteurs d'échelle sont optimisés en rapport avec les axes de recherche de la collaboration et sont mis à jour en fonction de la luminosité instantanée maximale fournie par le Tevatron.

8. À titre d'information, actuellement, un système performant peut enregistrer 1 Mo en 1 ms. Ce temps est 2500 fois supérieur à celui qui sépare deux collisions.

3.7.1 Le système de déclenchement de niveau 1

Dès que les luminomètres détectent un signal, l'événement arrive dans le système de déclenchement de niveau 1. Du fait de la haute fréquence des collisions, ce niveau doit avoir un temps de traitement extrêmement rapide. C'est pourquoi, seuls les détecteurs ayant un temps de réponse rapide sont utilisés : le CFT, le CPS, le FPS, le calorimètre et le spectromètre à muons.

Les éléments de déclenchement concernant les traces sont basés sur les signaux relevés dans les fibres axiales du CFT et du CPS ainsi que sur tous les signaux du FPS. Ces signaux sont comparés à un grand nombre de modèles de traces pré-enregistrés pour différentes impulsions et dans des secteurs angulaires en ϕ de $4,5^\circ$. Les six traces de plus grande impulsion de chacun des secteurs angulaires du CFT sont ensuite comparées à ceux du CPS afin de tester leurs possible association. Un procédé similaire est utilisé pour les signaux du FPS.

Les éléments de déclenchement en rapport avec les dépôts calorimétriques sont basés sur la quantité d'énergie déposée dans les tours du calorimètre. Pour cette partie, la quantité d'énergie déposée est sommée quatre tours par quatre tours. Ces regroupements, appelés tours de déclenchement, possèdent une extension spatiale $\Delta\eta_{\text{det}} \times \Delta\varphi = 0,2 \times 0,2$. Elles ne concernent soit que les tours électromagnétiques, soit les tours électromagnétiques et les tours hadroniques à résolution fine. Ensuite, les tours de déclenchement comprises dans la région $|\eta_{\text{det}}| < 3,2$ et ayant une énergie dépassant certains seuils fixés sont comptés. Le déclenchement s'effectue en fonction du nombre de ces tours, de leur type ainsi que des seuils d'énergie dépassés.

Enfin, les éléments de déclenchement associés à la présence de muons sont fondés sur les traces reconstruites au sein du spectromètre à muons mais aussi sur les corrélations existantes entre ces traces et celles reconstruites dans le CFT. Pour cela, les signaux provenant du PDT sont utilisés afin de reconstruire des ébauches de traces qui sont comparées avec les informations provenant des compteurs à scintillation pour une possible association entre les deux. De plus, les signaux provenant des couches A ou B des chambres à dérive sont associés, si possible, avec les traces reconstruites dans le CFT.

Ce premier niveau de déclenchement permet de passer de $2,5 \cdot 10^6$ événements par seconde à environ $2 \cdot 10^3 / s$ avec un temps de traitement d'environ $3,5 \mu s$ (cf. Fig. 3.17).

3.7.2 Le système de déclenchement de niveau 2

À ce niveau, la reconstruction des événements est améliorée. L'ensemble des éléments reconstruits est centralisé au sein d'un processeur global qui recherchera, dans un premier temps, l'existence de corrélations entre eux, pour ensuite décider si l'événement doit être gardé ou rejeté.

La reconstruction est plus précise, d'une part, grâce au temps plus important qu'il est possible d'y consacrer et d'autre part, parce que davantage d'informations provenant des détecteurs sont utilisées pour leur reconstruction, effectuée par des pré-processeurs.

Les traces, dont un début de reconstruction a été commencé au niveau 1, sont affinées en utilisant des informations des quatre couches axiales du SMT. Pour cela, des signaux en provenance de ces couches sont recherchés dans une zone définie autour des traces. Si plus de trois couches ont perçu des signaux, la trace est réajustée en utilisant tous les signaux du SMT pour cette trace ainsi que le premier et le dernier impact laissés par la trace dans le CFT. Cette augmentation de précision permet de remonter aux vertex avec une précision de $20 \mu m$ et offre déjà la possibilité de distinguer les jets provenant de la désintégration de quarks b pour ceux ayant un vertex secondaire suffisamment éloigné du primaire.

Des calculs de l'angle azimutal ϕ ainsi que de l'activité⁹ mesurée autour de ces traces sont effectués. Cette dernière grandeur est utilisée pour identifier une partie des leptons τ .

9. L'activité correspond à la somme de l'impulsion transverse des traces qui se trouvent à proximité d'une trace.

D'autre part, une ré-analyse approfondie des traces trouvées dans le CFT par le niveau 1 est effectuée afin de mesurer de nouveau et avec une plus grande précision leur impulsion transverse, leur angle et l'activité qui est mesurée à proximité.

L'étude des informations provenant du calorimètre permet de reconstruire les électrons, les photons, les jets ainsi que l'énergie transverse manquante par des algorithmes simplifiés.

Pour les jets, des associations de 5×5 tours sont recherchées autour de celles ayant recueilli une énergie supérieure à 2 GeV.

Dans le cas des électrons et des photons, ce sont des associations de 3×3 tours qui sont effectuées autour d'une tour ayant mesuré une énergie supérieure à 1 GeV. Des critères d'isolation permettent de réduire le bruit de fond tandis que l'information provenant des détecteurs de pieds de gerbes aide à distinguer les électrons des photons. En effet, un électron laissera le minimum d'énergie d'ionisation dans la première couche tandis que sa gerbe se développera dans les couches supérieures. Pour le photon, aucun signal ne sera perçu dans le premier plan de détection tandis que le minimum d'énergie d'ionisation sera mesuré dans les couches suivantes. Les gerbes hadroniques, quant à elles, ne laisseront qu'un minimum d'énergie d'ionisation dans chacun des plans du détecteur de pieds de gerbes. Pour exploiter cette différence toutes les informations provenant du CPS et du FPS sont exploitées. Les signaux laissés dans les couches axiales et stéréo se situant dans une région (η, ϕ) compatible avec le passage d'une particule sont regroupés en paquet. Si le signal trouvé dans la couche axiale d'un paquet est associé à une trace dans le CFT, la particule est identifiée comme un électron ; autrement c'est un photon.

Pour les muons, la mesure des paramètres associés aux traces reconstruites au niveau précédent est accrue grâce à l'utilisation de toute l'information disponible des détecteurs du spectromètre à muons. Sa calibration peut alors être utilisée ainsi que les temps de passage des particules relevés.

Finalement, ce niveau ne garde qu'un millier d'événements par seconde (cf. Fig. 3.17), traités en approximativement 100 μ s, qui sont ensuite transmis au niveau trois pour la dernière sélection.

3.7.3 Le système de déclenchement de niveau 3

En opposition avec les deux premiers niveaux du système de déclenchement, dont leur mise en œuvre est effectuée par une électronique dédiée ou des pré-processeurs, la troisième couche utilise une ferme d'ordinateurs dans lesquels un programme de reconstruction partielle des événements est exécuté. Celui-ci utilise des algorithmes proches de ceux utilisés dans la reconstruction hors-ligne finale (cf. Chap. 4).

Les traces sont reconstruites à l'aide de toute l'information disponible dans les trajectographes.

Les jets sont reconstruits à l'aide d'un algorithme de « cône simplifié » (cf. section 4.3.1) qui utilise toute l'information du calorimètre et la localisation du vertex primaire. Des associations entre les traces et les dépôts sont ensuite effectuées.

Les traces associées aux muons sont affinées par la prise en compte de la position du vertex primaire, de toute l'information du trajectographe ainsi que toutes les informations recueillies par le spectromètre à muons.

Enfin, l'énergie transverse manquante est calculée en sommant sur les cellules contenues dans une couronne à η_{det} constant.

Le temps de traitement de quelques 200 ms permet de garder une centaine d'événements par seconde (cf. Fig. 3.17) pour lesquels toute l'information des détecteurs est enregistrée sur bandes magnétiques. Celle-ci sera exploitée par le programme de reconstruction hors-ligne ultérieurement.

3.7.4 Enregistrement de données d'étalonnage

Afin de pouvoir étalonner les détecteurs en prenant en compte les bruits, les phénomènes d'empilement etc., deux lots de données utilisant un système de déclenchement particulier sont enregistrés

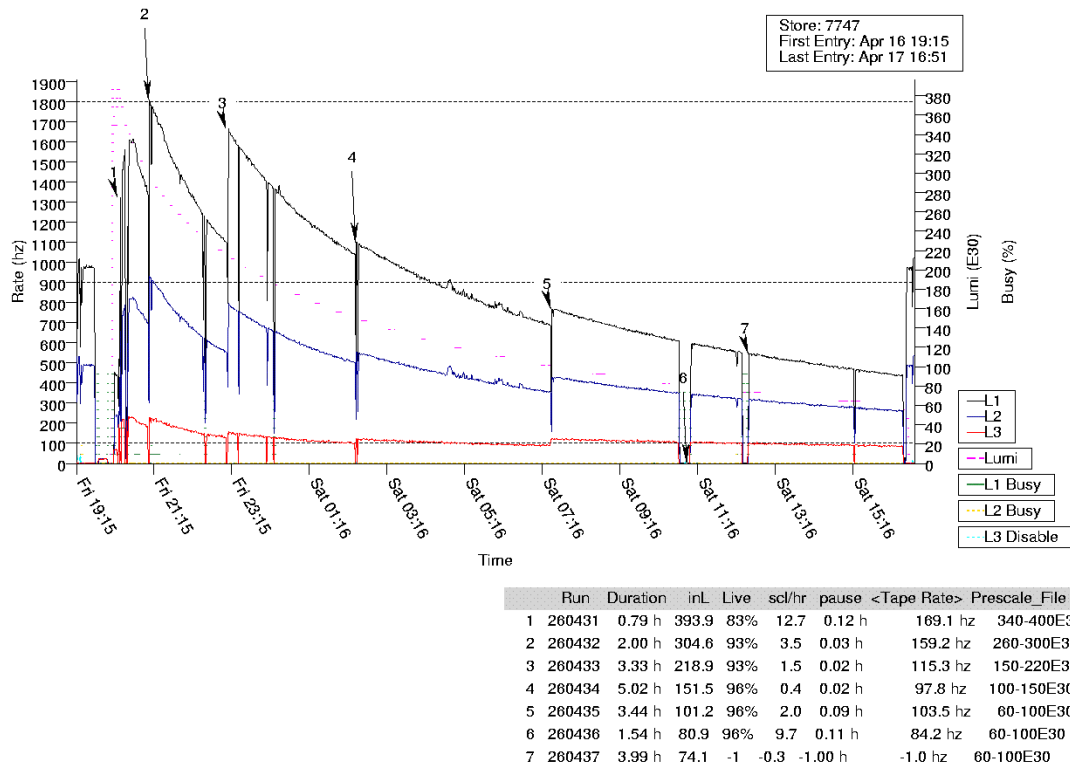


FIGURE 3.17 – Activité des différents niveaux du système de déclenchement (courbes noire, bleue et rouge). La luminosité instantanée est aussi représentée par la courbe en pointillée rose.

régulièrement :

- les « événements de biais nul », dont le déclenchement se produit sur l'horloge¹⁰ du Tevatron. Ces données sont utilisées afin d'étudier le phénomène d'empilement dans le détecteurs, en lisant les signaux provenant de la partie centrale qui sont susceptibles de contenir de l'information de l'interaction précédente, ou les interactions multiples ;
- les « événements de biais minimum », déclenchés lorsque les luminomètres détectent une collision inélastique. La lecture des signaux provenant des différents détecteurs à ce moment-là permet d'isoler la contribution du bruit de fond, entre autres électronique.

3.8 Un bref historique du *Run II*

La période de prise de données nommée *run II* s'étale du 20 avril 2002 à aujourd'hui. Elle se divise en deux parties bien distinctes marquant une modification du détecteur par l'ajout de la couche o du SMT : le *Run IIa* et le *Run IIb*. Pour cette dernière, quatre sous-parties, numérotées de 1 à 4, sont distinguées et suivent le rythme des arrêts de plus ou moins longue durée de l'accélérateur pour des raisons de maintenance de la chaîne d'accélération et des détecteurs. Le tout est résumé dans le tableau 3.3.

La luminosité intégrée exploitable finale pour l'expérience DØ devrait dépasser les 10 fb^{-1} , montrant la très bonne performance du collisionneur ainsi que du détecteur. Cette valeur, dépassant nos espérances, permettra d'effectuer des mesures finales de précision, en particulier pour la masse du quark top, qui resteront pendant plusieurs années les mesures de référence.

10. ie. à chaque collision.

Run	Date de début	Date de fin	Luminosité intégrée exploitable [pb^{-1}]
Run IIa	20 avril 2002	22 février 2006	1079
Run IIb1	9 juin 2006	4 août 2007	1222
Run IIb2	28 octobre 2007	13 juin 2009	3056
Run IIb3	15 septembre 2009	18 juillet 2010	1942
Run IIb4	15 septembre 2010	—	—

TABLE 3.3 – Les différentes périodes de prise de données associées à la luminosité intégrée exploitable pour les analyses de physique.

3.9 Bibliographie

- [1] S. Abachi *et al.*, « The DØ Detector », *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A, n° 338, p. 185, 1994.
- [2] V. Abazov *et al.*, « The upgraded DØ detector », *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A, n° 565, p. 463, 2006.
- [3] DØ Layer o silicon group, « DØ Layer o Conceptual Design Report », octobre 2003, DØ Note 4415.
- [4] V. Abazov, « The Muon System of the Run ii DØ detector », *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A, n° 552, p. 372–398, 2005.
- [5] B. Casey, Y. Enari et R. Partridge, « Calculation of the DØ Luminosity in the Presence of Halo and Background », septembre 2006, DØ Note 5241.
- [6] T. Andeen *et al.*, « The DØ Experiment’s Integrated Luminosity for Tevatron Run IIa », avril 2007, DØ Note 5398.
- [7] B. Casey, Y. Enari, T. Kuhl, T. Nunnemann, R. Partridge, P. Polozov, H. Schellman et M. Wobisch, « Determation of the Effective Inelastic $p\bar{p}$ Cross-Section for the DØ Luminosity Measurement Using Upgraded Readout Electronics », décembre 2005, DØ Note 4958.
- [8] B. Casey, M. Corcoran, Y. Enari, M. Prewitt et G. Snow, « Determination of the RunIIb Luminosity Constants », décembre 2007, DØ Note 5559.
- [9] G. Snow, « Adjustments to the Measured Integrated Luminosity for Run IIa », octobre 2006, DØ Note 5139.

Sommaire

- 4.1 La reconstruction des traces
- 4.2 La reconstruction des vertex
- 4.3 La reconstruction des jets
- 4.4 La reconstruction et l'identification des électrons
- 4.5 La reconstruction des muons
- 4.6 La reconstruction de l'énergie transverse manquante
- 4.7 Bibliographie

Chapitre

4

La reconstruction des événements dans DØ

Le monde que nous avons créé est le résultat de notre niveau de réflexion,
mais les problèmes qu'il engendre ne sauraient être résolus à ce même
niveau.

Albert Einstein

SUITE À LA COLLISION DES FAISCEAUX de protons et d'antiprotons le résultat de quelques unes d'entre elles sont enregistrées sur bande. L'étape suivante, décrite dans ce chapitre, est de reconstruire le plus grand nombre d'informations associées aux objets — particules élémentaires ou systèmes plus complexe — présents dans les événements, afin de les utiliser dans les analyses de physique qui s'en suivent. La reconstruction des traces des particules chargées sera d'abord détaillée, pour poursuivre sur la reconstruction des vertex primaires, secondaires, des jets, des électrons, des photons, des muons et terminer sur la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Pour chacun de ces points, les algorithmes permettant la mesure des paramètres cinématiques et l'étiquetage de ces objets seront brièvement développés.

4.1 La reconstruction des traces

La reconstruction des traces des particules chargées est rendue possible par l'étude des signaux provenant de l'énergie d'ionisation laissée dans le système de trajectographie. Pour ce faire, deux algorithmes de reconnaissance rapide des traces sont d'abord utilisés : « l'histogramme chercheur de traces » ou *Histogram Track Finder (HTF)* puis « l'algorithme alternatif » ou *Alternative Algorithm (AA)*.

Enfin, le résultat obtenu est exploité par le « chercheur global de traces » ou *Global Track Finder (GTF)*, lequel permet une mesure précise de leurs propriétés.

4.1.1 L'algorithme de l'histogramme chercheur de traces

Cet algorithme [1] est fondé sur la transformée de HOUGH qui permet de reconnaître des objets mathématiques simples tels que des lignes ou des cercles dans des images. Celle-ci converti un point de coordonnées (x, y) d'un arc de cercle en une fonction affine reliant les valeurs de rayon de courbure ρ et de la direction de la trace au point le plus proche du vertex primaire ϕ de tous les arcs de cercles possibles passant par ce point.

Cette transformée est appliquée à chacun des signaux détectés dans le système de trajectographie puis est tracée dans un histogramme à deux dimensions représentant ρ en fonction de ϕ . Enfin, le couple (ρ, ϕ) correspondant à l'intersection d'un maximum de ces fonctions affines est mesuré et correspond aux paramètres de la trace reconstruite.

Cet algorithme a deux avantages majeurs : le calcul de la transformée de HOUGH est très simple et la reconstruction des traces ayant interagit le plus avec les trajectographes est rapide. Cependant, deux inconvénients sont à déplorer : les traces éloignées du vertex principal sont beaucoup moins bien reconstruites et cette méthode est très peu efficace pour la reconstruction des traces à grande impulsion transverse, caractérisées par un rayon de courbure proche de 0.

4.1.2 L'algorithme alternatif

Le second algorithme de reconnaissance rapide des traces est, quant à lui, basé sur leur reconstruction, point d'impact par point d'impact, en n'utilisant que ceux minimisant une fonction de χ^2 [2].

Pour ce faire, un point d'impact est choisi dans le SMT. Ensuite, deux points d'impacts sont choisis dans les couches supérieures du SMT si et seulement si la trace correspondante a un rayon de courbure maximum de 30 cm, équivalent à une impulsion transverse d'au moins 180 MeV, et un χ^2 d'ajustement inférieur à 16.

Une fois cette ébauche de trace isolée, celle-ci est extrapolée dans les couches supérieures du SMT et les points d'impact à sa proximité sont sélectionnés tant que ceux-ci diminuent la valeur du χ^2 . Dans le cas où trop de couches ne possèdent pas de point d'impact à sa proximité, cette trace est abandonnée. En revanche, si plusieurs d'entre eux satisfont aux critères, les différentes possibilités sont conservées et le processus se réitère pour chacune de ces traces possibles.

Enfin, dans le cas où plusieurs traces sont possibles pour une même ébauche, celle ayant la meilleure qualité et n'ayant pas de points d'impacts partagés par d'autres traces précédemment reconstruites, est conservée. Aussi, si ces traces se trouvent proche d'un vertex, dont une rapide reconstruction est effectuée, celle la plus compatible avec ce vertex et de meilleure qualité est conservée.

4.1.3 Le chercheur global de traces

Afin d'augmenter la précision des traces reconstruites par les deux méthodes précédemment décrites, ce nouvel algorithme [3] va, à partir de l'intersection d'une trace et de la première couche du SMT, simuler l'évolution de la particule au sein du trajectographe. Alors, connaissant le point d'impact prédit et celui effectivement mesuré, il est possible de corriger l'estimation via un filtrage de type KALMAN [4]. Ensuite, l'estimation se fait sur la couche suivante où ce processus peut être réitéré. Il s'arrête lorsque la particule sort du système de trajectographie ou est arrêtée.

Du fait de la simulation qui est basée sur la perte d'énergie d'une particule traversant de la matière, sur les diffusions multiples possibles et sur la force de LORENTZ qu'elles subissent du fait de la présence du champ magnétique, dont les inhomogénéités sont prises en compte, cet algorithme nécessite un temps de calcul important [5].

4.2 La reconstruction des vertex

Lors d'une collision entre un paquet de protons et un paquet d'antiprotons, 2,5 collisions $p\bar{p}$ se produisent en moyenne durant le *Run IIb*. En reconstruisant les traces des particules produites et en les prolongeant, elles se croisent en différents points ou vertex, traduisant la présence d'un point d'interaction élastique, inélastique ou la désintégration d'une particule.

Trois types de vertex sont alors à considérer¹ :

- le vertex primaire duquel proviennent les traces de plus grande impulsion transverse de l'événement, ou point d'interaction dure ;
- les vertex secondaires, engendrés par la désintégration d'une particule — typiquement d'un quark b contenu dans un hadron, qui aura un vertex secondaire déplacé de 0 à 3 mm par rapport au vertex principal ;
- les vertex « biais minimum » provenant des interactions entre les autres protons et antiprotons et produisant des particules de faible impulsion transverse.

Leur reconstruction est assurée par un algorithme en deux phases [6, 7] décrit ci-dessous.

Pour commencer, les traces reconstruites ayant une impulsion transverse supérieure à 0,5 GeV et ayant laissé au moins deux signaux dans le SMT sont regroupées par paquets de traces de telle sorte à ce que la distance entre elles soit inférieure à 2 cm.

Ensuite, la première phase de l'algorithme [6] va estimer la position du vertex contenu dans chaque paquets de traces tout en corrigeant l'impulsion des traces par un mécanisme de minimisation de χ^2 itératif. Pour ce faire, la position du vertex est recherchée et l'impulsion des traces, considérées comme provenant dudit vertex, est corrigée pour tenir compte de sa localisation. Ensuite, les traces étant les plus éloignées du vertex, et donc contribuant à augmenter la valeur du χ^2 sont supprimées du paquet de traces et le processus recommence une recherche du vertex, un réajustement des impulsions transverses etc. Dès que le χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté est inférieur à 10, l'itération s'arrête.

Une fois que la position du vertex de chaque groupe de traces a été établie, la seconde phase de l'algorithme [7], utilisant un ajustement adaptatif, peut démarrer. Pour cela, seules les traces ayant une distance minimale d'approche par rapport au vertex trouvé, divisée par l'erreur sur cette distance, inférieure à 5 sont conservées. Ensuite, un poids, dépendant de sa contribution au χ^2 est associé à chaque trace et est pris en compte dans le calcul du χ^2 . Ainsi, une trace qui aurait tendance à augmenter de manière significative le χ^2 n'aura finalement qu'un impact minimal sur la détermination de la position du vertex. Et, de manière itérative, la position du vertex, l'impulsion transverse des particules et le poids associé sont ajustés. Cette seconde technique a l'avantage de minimiser l'effet introduit par des traces à grand paramètres d'impacts provenant de vertex déplacés.

À la fin de l'exécution de l'algorithme, la position du vertex trouvé pour chaque trace est utilisée comme un point supplémentaire à prendre en compte dans la reconstruction de la trace. Ceci augmente davantage la précision sur la mesure de leur impulsion transverse.

Parmi tous les vertex reconstruits, le vertex primaire est choisi comme celui ayant les traces de plus grande impulsion transverse qui y sont associées [8].

4.3 La reconstruction des jets

Comme il a été étudié dans la section 3.4.I, les électrons, les photons ainsi que les hadrons interagissent avec la matière — dont le calorimètre — en engendrant des gerbes de particules. Sous l'effet de l'impulsion plus ou moins grande de la particule initiale, les produits de cette interaction sont globalement émis dans la même direction. De ce fait, à une distance donnée et pour une impulsion initiale donnée, la majorité des particules formant la gerbe se retrouvent dans un cône autour de la

1. En moyenne, respectivement deux et trois vertex sont reconstruits par événement pour les *Run IIa* et *Run IIb*.

direction de la trajectoire que la particule initiale aurait eu (cf. Fig. 4.1). C'est sur cette caractéristique géométrique que l'algorithme présenté ci-dessous est fondé [9]. Il ne sera traité, dans cette section, que la reconstruction des gerbes engendrées par l'interaction avec la matière des particules contenues dans un jet, conséquence de l'hadronisation d'un parton.

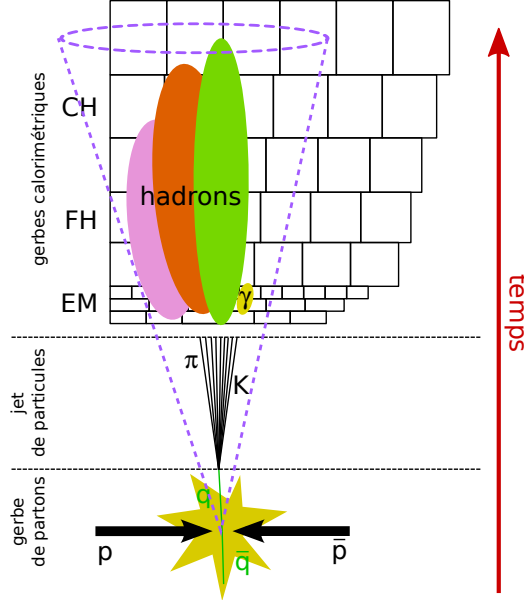


FIGURE 4.1 – Schéma de l'évolution d'un jet dans le temps. La présence d'un parton issu de l'interaction dure s'hadronise en différents hadrons formant un jet de particules. Ceux-ci interagissent avec les différentes couches du calorimètre : couche électromagnétique (EM), couche hadronique à résolution fine (FH) et couche hadronique à résolution grossière (CH) en y déposant leur énergie.

4.3.1 L'algorithme de reconstruction et d'identification

Après correction des bruits engendrés par l'électronique de lecture et l'activité de l'uranium des couches absorbantes par différents algorithmes [10, 11, 12, 13, 14], les tours calorimétriques sont regroupées en amas par un algorithme de cône de rayon $\Delta R = 0,5$. Le quadri-vecteur impulsion – énergie associé au jet est alors :

$$\mathbb{P}^{\text{jet}} = (E^{\text{jet}}, \vec{p}^{\text{jet}}) = \sum_{i=1}^{N_{\text{cel}}} (E_i, E_i \vec{u}_i) \quad (4.1)$$

avec N_{cel} , le nombre de cellules calorimétriques contenues dans les différentes tours sélectionnées par l'algorithme, E_i , l'énergie de la i^{e} cellule et \vec{u}_i , le vecteur unitaire dirigé vers l'extérieur du détecteur et porté par l'axe passant par le vertex primaire et le centre de la cellule i .

Afin de distinguer les gerbes issues de jets de celles engendrées par un électron ou un photon solitaire et du bruit de fond, divers conditions leur sont appliquées [15, 16]. Celles-ci sont basées sur : la comparaison de l'énergie qui vient d'être reconstruite et celle mesurée dans le premier niveau du système de reconstruction, le rapport entre l'énergie déposée dans la couche calorimétrique à résolution grossière et l'énergie totale et le rapport entre l'énergie déposée dans la couche électromagnétique et l'énergie totale.

4.3.2 Étalonnage de l'énergie des jets

La dernière partie de la reconstruction a pour rôle de corriger l'énergie reconstruite des jets [17]. Mais pour comprendre la nécessité d'une telle correction, il convient de revenir sur le développe-

ment d'un jet. Lors d'une collision, les partons présents et produits sont connectés par leurs charge de couleur. Ils se recombinaient alors sous forme de hadrons qui interagissent avec la matière qu'ils rencontrent, perdent de l'énergie ou se désintègrent. Le signal mesuré par le calorimètre sera cependant différent suivant le type de hadron. Par exemple, plus de 90% de l'énergie des deux photons issus de la désintégration d'un π^0 sera mesuré tandis qu'un π^\pm ne déposera en moyenne que 50% de son énergie². Et, puisque le calorimètre est basé sur une technologie d'échantillonnage, une partie de l'énergie des gerbes est déposée dans les zones non instrumentées comme les couches d'absorbeur et ne peut être détectée. Enfin, pour un jet de même énergie et associé à un parton donné, sa composition en hadrons peut varier. Puisque chaque hadron interagit différemment avec le calorimètre, il existe, de fait, une fluctuation de l'énergie déposée.

Un étalonnage de l'énergie des jets permet alors d'appliquer une correction à l'énergie mesurée $E_{\text{jet}}^{\text{mes.}}$ afin de la rendre compatible avec celle des particules le composant, $E_{\text{jet}}^{\text{had.}}$. Elle est dénommée *Jet Energy Scale (JES)* et s'écrit sous la forme :

$$E_{\text{jet}}^{\text{had.}} = \frac{E_{\text{jet}}^{\text{mes.}} - E_{\text{add.}}}{R_{\text{jet}} \times F_{\eta} \times S_{\text{cone}}} \times k_{\text{biais}} \quad (4.2)$$

Les différents termes correctifs sont :

- $E_{\text{add.}}$, correspondant à une énergie additionnelle mesurée ne provenant pas de l'interaction dure. Elle intègre l'effet des interactions proton – antiproton additionnelles, du bruit de l'électronique, de l'empilement ainsi que des désintégrations radioactives des noyaux d'uranium formant la plupart des plaques absorbantes. En revanche, l'énergie déposée par les interactions des partons spectateurs du proton et de l'antiproton, autrement appelées « événements sous-jacents », étant considérée comme faisant partie de l'interaction dure, n'est pas prise en compte dans ce terme ;
- R_{jet} , correspondant à l'étalonnage de la réponse absolue des jets. Elle tient compte de la partie de l'énergie perdue dans l'absorbeur³ du fait que le calorimètre est à échantillonnage ;
- F_{η} , correspondant à l'étalonnage de la réponse relative des jets. En effet, la région inter-cryostat étant sous-instrumentée en comparaison de la région centrale, il convient de tenir compte de cette dépendance au travers de F_{η} de telle sorte à ce que l'étalonnage de la réponse des jets en tout point du détecteur, R , s'écrive :

$$R = R_{\text{jet}} \times F_{\eta} \quad (4.3)$$

- S_{cone} , correspondant au terme de correction du contenu du jet. Effectivement, certaines particules, du fait de leur faible énergie, ne parviennent pas dans le calorimètre. En revanche, d'autres particules, associées à un autre jet mais ayant été émises à grand angle, peuvent se retrouver fortuitement dans le cône du jet considéré.
- k_{biais} , correspondant à l'ensemble des biais liés aux méthodes d'estimation des corrections décrites précédemment.

Une correction basée sur l'énergie des μ provenant de la désintégration des hadrons composant un jet est aussi prise en compte. Celle-ci est proportionnelle à l'impulsion transverse du μ . L'énergie du ν_{μ} , qui ne peut être mesurée expérimentalement, est aussi prise en compte⁴ dans cette correction. Cette dernière est d'autant plus importante pour les jets issus de quarks b qu'ils sont plus riches en hadrons se désintégrant en μ .

2. Ceci est dû au fait qu'un π^\pm se désintègre à plus de 99,9% en un μ et un ν_{μ} qui, respectivement, interagissent peu et pas avec le calorimètre.

3. De plus, les particules de trop faible énergie peuvent être arrêtées dans la matière en amont du calorimètre ou être trop fortement défléchies par le champ magnétique produit par le solénoïde. Dans ces deux cas, elles n'interagissent pas avec le calorimètre et leur contribution à l'énergie du jet ne peut être prise en compte.

4. Pour ce faire, une étude a été menée sur des événements simulés afin de connaître l'énergie moyenne des ν_{μ} en fonction de celle des μ pour en déterminer des fonctions de correction.

Il reste cependant une difficulté qui sera abordée plus en détail au chapitre 9, qui concerne le fait que la composition d'un jet en hadrons est dépendante de la saveur du parton l'ayant engendré : tandis qu'un jet provenant d'un quark u ou d contiendra principalement des hadrons légers tels que des π , un jet engendré par un quark b contiendra aussi des hadrons beaux, charmés et étranges. Puisque la réponse de ces hadrons avec le calorimètre est différente pour chacun d'entre eux, il aurait été nécessaire de mettre en place une correction de l'énergie des jets dépendante de la saveur du parton étant à l'origine. Dans le cas présent, l'effet des différents hadrons est moyenné puis appliqué à tous les jets. De fait, comme les événements utilisés pour mesurer les termes précédents sont pauvres en jets issus de quarks b , l'incertitude sur cette correction pour ces jets est importante ; c'en est d'ailleurs l'une des principales sources d'incertitudes systématiques dans la mesure de la masse du quark top (cf. Chap. 7).

L'incertitude relative totale sur l'étalonnage de l'énergie des jets varie de 1 à 4% (cf. Fig. 4.2) et la résolution sur l'énergie des jets est de 18% pour un jet d'énergie 60 GeV (cf. Fig. 4.3).

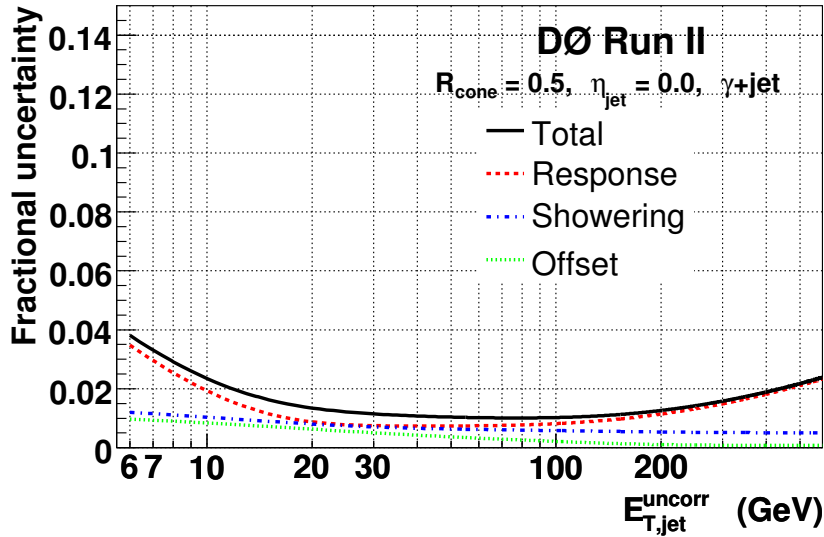


FIGURE 4.2 – Incertitude relative totale sur l'étalonnage de l'énergie des jets pour une taille de cône $R_{\text{cone}} = 0,5$, à $\eta = 0$ en fonction de l'énergie transverse non-corrigée du jet.

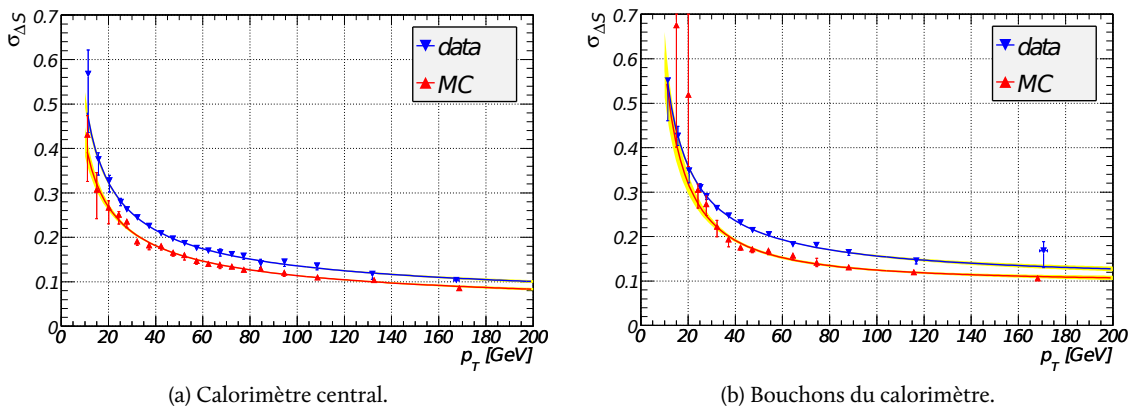


FIGURE 4.3 – Résolution sur l'énergie des jets [18].

4.4 La reconstruction et l'identification des électrons

4.4.1 La reconstruction des gerbes électromagnétiques

Puisque l'interaction des électrons et des photons avec de grandes quantités de matière engendre la formation d'une gerbe électromagnétique, leur reconstruction utilise un procédé similaire à celui des jets (cf. section 4.3) [19]. Le rayon du cône est cependant plus petit du fait de leur faible ouverture angulaire⁵ : $\Delta R = 0,4$.

Le quadri-vecteur impulsion – énergie est reconstruit en sommant le quadri-vecteur de chaque tour associée à la gerbe de la partie électromagnétique et de la première couche de la partie hadronique à résolution fine⁶.

4.4.2 L'identification des électrons

La différence entre des gerbes provenant d'un électrons de celles provenant d'un photon voire même de celles issues de jets est effectuée en demandant à ce que chacun des candidats satisfasse un certain nombre de conditions. Celles-ci, importantes pour la sélection des événements détaillée au chapitre 6, sont discutées dans la suite.

Condition sur la fraction d'énergie dans les couches électromagnétiques

Comme une gerbe électromagnétique dépose plus de 90% de son énergie dans les couches électromagnétiques du calorimètre, la première condition consiste à le vérifier en utilisant le rapport :

$$F_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{EM} + E_{HFI}} \quad (4.4)$$

où E_{EM} correspond à l'énergie déposée dans les couches électromagnétiques et E_{HFI} , l'énergie déposée dans la première couche hadronique à résolution fine, qui doit alors être supérieure à 0,9.

Condition sur l'isolation des électrons

Pour faire la distinction entre un jet et une gerbe électromagnétique, il est vérifié que celle-ci est bien isolée en comparant l'énergie de la gerbe à l'énergie déposée dans son voisinage :

$$F_{iso} = \frac{E_{EM+HF}(R = 0,4) - E_{EM}(R = 0,2)}{E_{EM}(R = 0,2)} \quad (4.5)$$

avec $E_{EM+HF}(R = 0,4)$, l'énergie contenue dans les tours des couches électromagnétiques et hadroniques à résolution fine se trouvant dans un cône de rayon 0,4 centré sur l'électron, et $E_{EM}(R = 0,2)$, l'énergie contenue dans les tours des couches électromagnétiques se trouvant dans un cône de rayon 0,2 centré sur l'électron.

Ensuite, seuls les électrons dont ce facteur est en-dessous de 0,2 sont conservés.

Condition sur la forme de la gerbe

Comme la forme des gerbes électromagnétiques est différente de celles hadroniques, une condition fondée sur ce critère est développée. Pour ce faire, une forme typique de gerbe engendrée par un électron est obtenue par l'étude d'événements simulés puis est comparée avec chacun des candidats.

5. Le rayon de MOLIÈRE d'un électron, tel que l'énergie des particules contenues dans un cylindre centré sur l'électron et ayant ce rayon représente 90% de son énergie, est d'environ 1 cm dans l'uranium [20]. Or, la section d'une tour calorimétrique étant cinq à dix fois plus importante, cela signifie qu'une gerbe électromagnétique est contenue dans une seule tour dans la plupart des cas.

6. Du fait de la grande longueur de radiation de ces couches, les gerbes électromagnétiques ne se développent pas plus loin.

Un χ^2 est alors calculé à partir de la matrice de covariance, noté HM_{x7} [21, 22], construite à partir des sept variables les plus discriminantes qui quantifient les différences au niveau de :

- la fraction d'énergie déposée dans chacune des quatre couches de la partie électromagnétique du calorimètre ;
- l'extension latérale en ϕ de la gerbe ;
- l'énergie totale ;
- la position en z du vertex primaire.

Les critères de sélection standard imposent alors à chaque électron de satisfaire à la condition $\chi^2_{HM_{x7}} < 50$.

Condition sur la correspondance entre la gerbe et une trace

Il faut ensuite distinguer les gerbes électromagnétiques provenant des électrons de celles provenant de photons. C'est ici la présence d'une trace chargée compatible avec la gerbe détectée qui sera testée.

Pour commencer, une trace pouvant être associée à la gerbe est recherchée. Elle doit satisfaire les conditions : $\Delta\eta(\text{gerbe, trace})$ et $\Delta\phi(\text{gerbe, trace}) < 0,05$, et $p_T > 1,5$ GeV. Ensuite, un calcul de χ^2 , basé sur la correspondance entre la trace et la gerbe ainsi que entre l'impulsion transverse de la trace et l'énergie de la gerbe, est effectué. Enfin, la probabilité qu'un électron ait un tel χ^2 pour trois degrés de liberté est calculée. Si elle est non nulle, la gerbe est considérée comme un électron dont l'énergie est celle mesurée par le calorimètre et ses variables angulaires sont données par la trace.

Condition sur la fonction de vraisemblance

Pour parfaire la séparation entre les électrons et d'éventuels faux-positifs, sept variables les plus discriminantes dont celles précédemment décrites sont utilisées pour construire une fonction de vraisemblance.

Dans la plupart des analyses, les gerbes électromagnétiques sont considérées comme des électrons si la valeur de cette fonction est supérieure à 0,85.

4.5 La reconstruction des muons

La reconstruction des muons s'effectue par la reconstruction des traces à partir des impacts laissés dans les chambres à dérive du spectromètre à muons. Pour ce faire, des segments de traces sont reconstruits dans chaque couche A, B et C en fonction des coups laissés dans chacune de leurs sous-couches. Si des segments des différentes couches coïncident, ils sont rassemblés pour former des traces dites locales. À ce niveau, il est possible de mesurer son rayon de courbure et d'en déduire son impulsion transverse. En revanche, suite aux diffusions multiples se produisant au sein du toroïde et à l'imprécision de la position des chambres à dérive, cette mesure est entachée d'une grande incertitude. C'est pourquoi, afin d'améliorer la précision sur les muons ainsi reconstruits, une correspondance entre leur trace locale et les traces reconstruites dans le système de trajectographie est recherchée. S'il en existe une, le muon, auparavant considéré comme local, devient global et son impulsion transverse est prise comme celle mesurée à partir de la trace centrale. Pour finir, trois paramètres sont associés à chaque muon afin de quantifier leur qualité : la qualité globale du muon, la qualité de sa trace et la qualité de son isolation [23, 24, 25]. Les analyses choisissent ensuite les muons suivant leur qualité.

4.5.1 Qualité globale du muon

Ce facteur de qualité est basé sur le nombre d'impacts déposés dans les différents systèmes de trajectographie et/ou chambres à dérive puis la correspondance entre les traces locale et centrale.

Type	Critères	Méthode de correspondance entre la trace locale et centrale
3	trace centrale + trace locale à partir des segments des couches A, B et C	local vers central si l'ajustement converge ; autrement central vers local
2	trace centrale + segment B et C	central vers local
1	trace centrale + segment A	central vers local
0	trace centrale + un impact dans la couche A, B ou C	central vers local
-1	segment A	—
-2	segment B et C	—
-3	trace locale (A, B et C)	—

TABLE 4.1 – Critères de détermination du type du muon (indicateur $nseg$) en fonction des dépôts d'énergie laissés dans les différentes couches du spectromètre à muons et de la correspondance de la trace locale avec une trace centrale. Les muons de type négatif n'ont pas de correspondance entre leur trace locale et une trace centrale.

Il offre une première indication sur la qualité de la reconstruction des muons et la précision de ses paramètres cinématiques.

Pour cela, un indicateur, nommé $nseg$ et dont la valeur absolue représente le nombre de segments reconstruits, est déterminé selon les critères du tableau 4.1. À partir de celui-ci, la qualité du muon est déterminée :

Moyenne qualité si :

$|nseg| = 3$ et si :

couche A : au moins deux impacts dans les tubes à dérive et au moins un impact dans les scintillateurs ;

couches B et C : au moins deux impacts dans les tubes à dérive et au moins un impact dans les scintillateurs, à moins d'avoir laissé plus de quatre impacts dans les tubes à dérive de la couche B ou C.

$|nseg| = 2$ et si :

couche B ou C : au moins deux impacts dans les tubes à dérive et au moins un impact dans les scintillateurs de la couche A, B ou C ;

cinématique : le muon doit se diriger vers le bas du détecteur, avoir une pseudo-rapacité $|\eta_{det}| < 1,6$.

$|nseg| = 1$ et si :

couche A : au moins deux impacts dans les tubes à dérive et au moins un impact dans les scintillateurs de la couche A, B ou C ;

cinématique : le muon doit se diriger vers le bas du détecteur, avoir une pseudo-rapacité $|\eta_{det}| < 1,6$.

ou :

cinématique : le muon a une faible impulsion transverse et la probabilité qu'il a de traverser le toroïde pour interagir dans les couches B et C est inférieure à 0,7.

Faible qualité si :

$|nseg| = 3$: avec des conditions similaires à celles de la moyenne qualité pour ce type de muon, mais avec la tolérance qu'une des conditions n'est pas satisfaite. Cependant, le muon soit impérativement interagir avec le scintillateur de la couche A ;

$|\text{nseg}| = 2$: avec des conditions similaires à celles de la moyenne qualité pour ce type de muon, mais sans condition sur la position du muon ;

$|\text{nseg}| = 1$: avec des conditions similaires à celles de la moyenne qualité pour ce type de muon, mais sans condition sur la position du muon.

4.5.2 Qualité de la trace

La qualité de la trace est basée sur l'information déposée par le muon dans le système de trajectographie. Elle peut être de :

faible qualité si la distance minimale d'approche entre la trace et le vertex primaire est inférieure à : 0,2 cm si aucun impact n'a été détecté par le SMT ou à 0,04 cm autrement ;

moyenne qualité si les conditions de faible qualité sont remplies et si l'ajustement de la trace est tel que le χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté est inférieur à 4 ;

moyenne qualité (nouvelle version) si les conditions de faible qualité sont remplies, si l'ajustement de la trace est tel que le χ^2 divisé par le nombre de degrés de liberté est inférieur à 9,5 et si au moins deux impacts ont été détectés dans le CFT ;

grande qualité si les conditions de la nouvelle version de la moyenne qualité sont remplies et si au moins un impact dans le SMT a été détecté.

4.5.3 Qualité d'isolation

Hormis les muons cosmiques, les muons observés proviennent principalement de la désintégration d'un boson Z ou W , ou proviennent de la désintégration d'un hadron engendré par l'hadronisation d'un quark. Lorsque la première catégorie est utilisée comme une partie de la signature d'un processus physique, comme la désintégration d'une paire de quark top dans le canal di-leptonique $\mu\mu$, les seconds forment du bruit de fond. Toutefois, puisqu'ils sont le résultat de l'hadronisation d'un quark, un jet devrait être détecté aux alentours de sa trace, au niveau du calorimètre. Ce facteur de qualité est un indicateur de l'isolation d'un muon par rapport à une activité hadronique.

Parmi les différents facteurs existant, celui utilisé pour l'analyse décrite dans ce manuscrit est *TopScaledMedium*. Un muon a alors une telle qualité d'isolation si :

- l'impulsion transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon, divisée par l'impulsion transverse du muon, est inférieure à 0,15 ;
- l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour de la trace du muon, exclue, divisée par l'impulsion transverse du muon, est inférieure à 0,15.

4.6 La reconstruction de l'énergie transverse manquante

Pour clore ce chapitre, il reste à signer la présence de neutrinos. Cependant, puisque ceux-ci n'interagissent pas avec le détecteur, ils ne peuvent être mis en évidence que lors du bilan énergétique.

Comme les partons spectateurs provenant des protons et des antiprotons ne peuvent être détectés du fait de leur très grande rapidité, il n'est pas possible de faire un bilan d'énergie tenant compte de l'impulsion longitudinale des particules. Mais, il est possible de faire un bilan de l'impulsion transverse qui doit être proche de zéro⁷ si toutes les particules sont détectées et leur impulsion transverse mesurée avec une précision infinie. Alors, si des neutrinos sont produits, leur impulsion transverse n'étant pas mesurée, leur présence engendre une somme totale de l'impulsion transverse non nulle.

7. Il n'est pas possible de tenir compte des radiations dans l'état initial qui sont colinéaires avec l'axe du faisceau car celles-ci ne peuvent être détectées.

L'impulsion transverse manquante est appelée, par abus de langage⁸, l'énergie transverse manquante et est notée \cancel{E}_T . Elle est mesurée à partir des cellules du calorimètre :

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_{\text{cellule}} \vec{p}_T \quad (4.6)$$

Cette mesure est alors influencée par la capacité à mesurer avec précision l'impulsion transverse des autres particules. Or, l'énergie des jets est corrigée durant la reconstruction et les muons ne déposent qu'approximativement 2 GeV dans le calorimètre. C'est pourquoi il convient d'appliquer des corrections :

- les corrections en énergie des jets et des électrons sont ajoutées ;
- pour chaque muon détecté dans l'événement, son impulsion transverse est ajoutée à la somme s'il n'a pas déjà été pris en compte dans la correction de l'énergie des jets.

4.7 Bibliographie

- [1] A. Khanov, « HTF : histogramming method for finding tracks. The algorithm description », septembre 2000, DØ Note 3778.
- [2] G. Borrisov, « Ordering a chaos or... Technical details of AA tracking », présentation All DØ Meeting, 23 février 2003.
- [3] G. Hesketh, « Central Track Extrapolation Through the DØ Detector », octobre 2003, DØ Note 4079.
- [4] H. Greenlee, « The DØ Kalman Track Fit », janvier 2004, DØ Note 4303.
- [5] H. Greenlee, « The DØ Interacting Propagator », novembre 2003, DØ Note 4293.
- [6] A. García-Bellido, S. Lager et F. Rizatdinova, « Primary Vertex certification in p14 », janvier 2004, DØ Note 4320.
- [7] A. Schwartzman et C. Tully, « Primary Vertex Reconstruction by Means of Adaptive Vertex Fitting », septembre 2005, DØ Note 4918.
- [8] A. Schwartzman et M. Narain, « Probabilistic Primary Vertex Selection », octobre 2002, DØ Note 4042.
- [9] E. Busato et B. Andrieu, « Jet Algorithms in the DØ Run II Software : Description and User's Guide », août 2004, DØ Note 4457.
- [10] B. Olivier, U. Bassler, G. Bernardi, B. Knuteson et M. Strovink, « NADA A New Event by Event Hot Cell Killer », juillet 2000, DØ Note 3687.
- [11] G. Bernardi et S. Trincas-Duvoid, « Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in DØ Run II Data », novembre 2002, DØ Note 4057.
- [12] U. Bassler et G. Bernardi, « Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, E.M. Objects and the T42 Algorithm », mars 2002, DØ Note 4124.
- [13] J.-R. Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi et S. Trincas-Duvoid, « Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression », décembre 2003, DØ Note 4146.
- [14] G. Bernardi, E. Busato et J.-R. Vlimant, « Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction », janvier 2004, DØ Note 4335.
- [15] A. Harel et R. Wagner, « Improved L1 Confirmation », septembre 2005, DØ Note 4932.
- [16] A. Harel, « Jet ID Optimization », septembre 2005, DØ Note 4919.
- [17] The DØ Jet Energy Scale Group, « Jet Energy Scale Determination at DØ Run II », décembre 2007, DØ Note 5382.

8. Bien que de l'énergie soit manquante dans le bilan énergétique, c'est bien une impulsion transverse manquante qui est ici mesurée, faute de pouvoir aussi mesurer l'impulsion longitudinale manquante.

- [18] C. Ochando, « Recherche du boson de Higgs dans le canal $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ avec le détecteur DØ auprès du TeVatron », Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 2006.
- [19] O. Atramentov, D. Bandurin, X. Bu, B. Calpas, E. Carrera, D. Duggan, A. Ferapontov, M. Taka-hashi, T. Uzbyakova et H. Yin, « Electron and Photon Identification with p20 data », septembre 2008, DØ Note 5761.
- [20] Particle Data Group, « Review of Particle Physics », juillet 2010.
- [21] P. C. Bhat, « Search for the Top Quark at DØ using Multivariate Methods », 1995, arxiv :hep-ex/9507007v2. [En ligne]. Accessible : <http://arxiv.org/abs/hep-ex/9507007v2>
- [22] Tmva toolkit for multivariate data analysis with root. [En ligne]. Accessible : http://tmva.sourceforge.net/#mva_hmatrix
- [23] P. Calfayan, T. Gadfort, G. Hesketh, V. Lesne, M. Owen, R. Stroehmer, V. Sharyy et B. Tuchming, « Muon Identification Certification for p17 data », février 2007, DØ Note 5157.
- [24] S. Cho, F. Déliot, M. Eads, D. Hedin et H. Lee, « Muon ID Certification for p20 data », décembre 2008, DØ Note 5824.
- [25] O. Brandt, S. Cho, M. Cooke, M. Eads, D. Hedin, A. Santos, B. Tuchming, Y. Yatsunenko et S. Youn, « Muon Identification Certification for the Summer 2009 Extended Dataset », mars 2010, DØ Note 6025.

Chapitre

5

Sommaire

- 5.1 Source du désaccord entre données et événements Monte-Carlo
- 5.2 D'autres effets de désaccord observé entre données et Monte-Carlo
- 5.3 Nouvelle méthode de dégradation des muons
- 5.4 Mesure des paramètres de dégradation
- 5.5 Résolution associée à la mesure de l'impulsion transverse
- 5.6 Conclusion
- 5.7 Bibliographie

L'amélioration de la simulation des muons

Si les faits ne correspondent pas à la théorie, changez les faits.

Albert Einstein

UNE FOIS LES ÉVÉNEMENTS DES PROCESSUS durs, engendrés par les collisions, reconstruits, ils peuvent être utilisés afin d'y étudier la physique associée. Pour parvenir à cette fin, la plupart des analyses ont aussi recours à des événements dont l'interaction dure, ses produits, leur évolution puis leur interaction dans le détecteur sont simulés. Pour cela, un générateur, basé sur une méthode de Monte-Carlo, simule un résultat possible d'une interaction spécifique¹. Ensuite, l'interaction entre ces particules et le détecteur est simulée avec le logiciel GEANT 3 [1] et le résultat est converti dans le même format de données que celui utilisé par la véritable chaîne d'acquisition. Elles sont enfin analysées par le programme de reconstruction décrit au chapitre 4 et ces événements reconstruits, appelés traditionnellement événements Monte-Carlo, peuvent être utilisés en lieu et place des données, dans les analyses. Si le générateur intègre des modèles théoriques proches de la réalité et si le détecteur est convenablement simulé, il devrait y avoir un très bon accord entre les données et les événements Monte-Carlo. Cependant, les approximations faites dans la simulation² et la difficulté d'y maintenir dans le temps les variations³ du détecteur conduisent à des désaccords. L'un

1. Il est intéressant de noter que le générateur Monte-Carlo n'est utilisé, dans l'expérience DØ, que pour simuler que le processus dur. C'est pourquoi, afin de prendre en compte les interactions secondaires qui ont lieu en même temps, des événements de biais nul extraits des données sont ajoutés aux événements simulés.

2. Il est possible que la simulation ne représente pas exactement la résolution des détecteurs, l'intensité en chaque point des champs magnétiques, l'alignement des détecteurs ainsi que des effets d'interaction avec la matière.

3. Parmi ces variations, il y a les canaux non-fonctionnels du système de trajectographie ou du spectromètre à muons et le déplacement de certains détecteurs du fait de la gravité ou des champs magnétiques intenses présents.

d'eux est bien illustré dans la distribution de la masse invariante reconstruite à partir d'événements à deux muons (cf. Fig. 5.1). Pour corriger ces effets, des corrections sont appliquées sur les événements Monte-Carlo. Dans le cas des muons, une dégradation de la distribution simulée de leur impulsion transverse est assurée lors de chaque analyse utilisant des événements Monte-Carlo [2]. Cependant, en comparant le spectre de l'impulsion transverse entre les données et les événements Monte-Carlo où la correction a été appliquée (cf. Fig. 5.2), un désaccord subsiste et devient non-négligeable pour des muons d'impulsion transverse supérieure à 200 GeV.

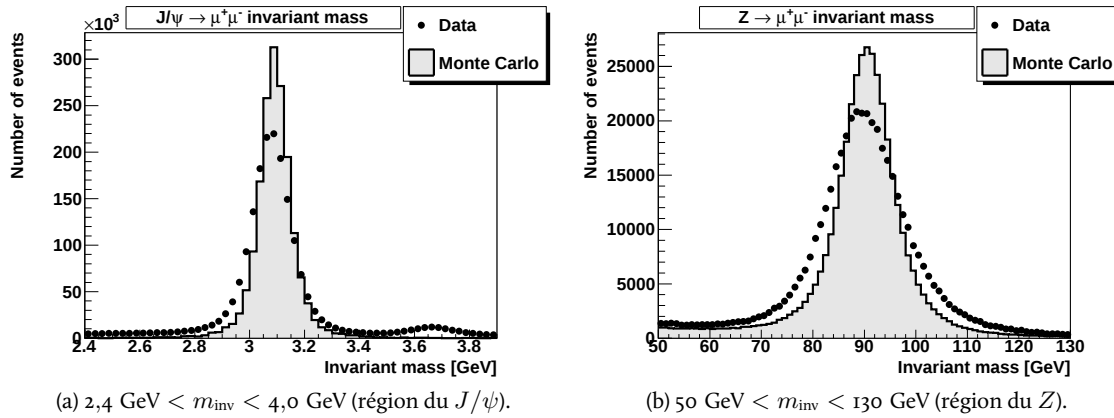


FIGURE 5.1 – Comparaison de distributions de masse invariante reconstruite à partir d'événements à deux muons entre les données et les événements Monte-Carlo non-corrigés.

Le travail a consisté, dans un premier temps, à comprendre la provenance de ce désaccord [3]. Le fruit de cette enquête a conduit à la mise en accusation du processus de dégradation qui n'était plus adapté, du fait de l'évolution⁴ du détecteur et d'une plus grande précision demandée suite à l'augmentation de la statistique. Alors, dans un deuxième temps, l'étude s'est portée sur l'amélioration de la méthode de dégradation des muons et à la mesure de ses paramètres pour différents lots de données [4]. Chacun de ces aspects est détaillé dans la suite de ce chapitre.

5.1 Étude de la provenance du désaccord entre les données et les événements Monte-Carlo

Afin de mener à bien cette étude, tous les événements du *Run IIb1* et *Run IIb2* et contenant au moins deux muons sont utilisés ($\int \mathcal{L} dt = 3,05 \text{ fb}^{-1}$). Ensuite, les événements respectant toutes les conditions suivantes sont sélectionnés :

- Les deux muons doivent :
 - avoir une impulsion transverse supérieure à 15 GeV ;
 - avoir $|\eta_{\text{det}}| < 2$ afin d'être contenus dans l'acceptance du CFT ;
 - être de charge opposée ;
 - être au moins de faible qualité ;
 - avoir au moins une trace de qualité moyenne.
- Au moins un de ces muons doit avoir une impulsion transverse supérieure à 200 GeV.

À partir de ces événements, il est possible de vérifier si les muons sont associés à des traces bien reconstruites et ne sont pas contenus dans des jets, si les muons ne proviennent pas de rayons cosmiques et si l'impulsion transverse des muons est bien reconstruite. Ces vérifications sont détaillées dans la suite.

4. La mesure de l'impulsion transverse étant fortement liée au fonctionnement du système de trajectographie, la variation de l'efficacité de ce dernier ainsi que du nombre de ses canaux non-fonctionnels conduit à une variation des facteurs correctifs de dégradation à appliquer.

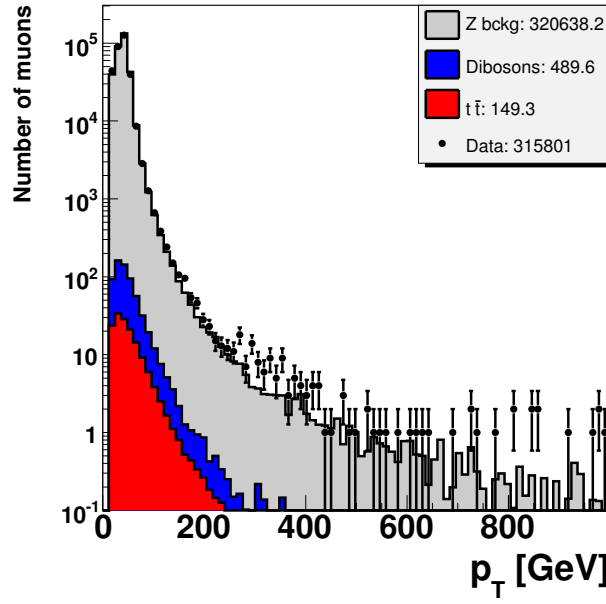


FIGURE 5.2 – Comparaison de l'impulsion transverse des muons entre les données et les événements Monte-Carlo après dégradation de leur impulsion suivant la note [2] et satisfaisant aux conditions énumérées au début de la section 5.1 exceptée celle sur l'un des muons qui doit satisfaire $p_T > 200$ GeV.

5.1.1 Association des muons à des traces bien reconstruites

Puisque les informations cinématiques des muons étant associés à une trace dans le système de trajectographie sont basées sur celles de cette trace, la mauvaise reconstruction de la trace entraînerait, entre autre, une impulsion transverse erronée pour le muon.

En regardant le χ^2 de ces traces (cf. Fig. 5.3a) et en comparant cette distribution à celle obtenue à partir de tous les muons (cf. Fig. 5.3b), sans condition sur leur impulsion transverse, aucune particularité ne ressort ; leur forme similaire tend à indiquer que la fraction de traces plus ou moins bien reconstruites est la même, quelque soit leur impulsion transverse.

À chaque trace est aussi associé un facteur de qualité. Celui-ci est obtenu à partir d'un arbre de décision stimulé ou *Boosted Decision Tree (BDT)*, entraîné pour séparer de véritables traces laissées par des particules chargées, des artefacts. Ce facteur varie entre -1 et $+1$ où respectivement -1 et $+1$ sont associés à une trace qui ressemble à un artefact, à une trace provenant d'une particule chargée. En comparant la distribution du facteur de qualité des traces des muons de plus grande impulsion transverse sélectionnés (cf. Fig. 5.4a), à celle obtenue à partir de tous les muons (cf. Fig. 5.4b), il est possible de voir que les traces de ces muons à très grande impulsion transverse sont majoritairement de bonne qualité. Là encore, le spectre de ces deux distributions est similaire et l'étude de ces deux termes permet de conclure que les traces associées sont bien reconstruites et de bonne qualité.

5.1.2 Isolation des muons

Dans un second temps, il est nécessaire de s'assurer que ces muons et leur trace associée sont bien isolés et, de fait, sont produits par l'interaction dure plutôt que par une gerbe hadronique.

Pour cela, la distribution de l'énergie dans le calorimètre contenue dans une couronne comprise entre $R = 0,1$ et $R = 0,4$ et centrée sur la trace du muon est tracée pour les muons de grande impulsion transverse sélectionnés d'une part (cf. Fig. 5.5a) et pour tous les muons d'autre part (cf. Fig. 5.5b). Le résultat est sans appel et confirme une très bonne isolation des muons à grande impulsion transverse.

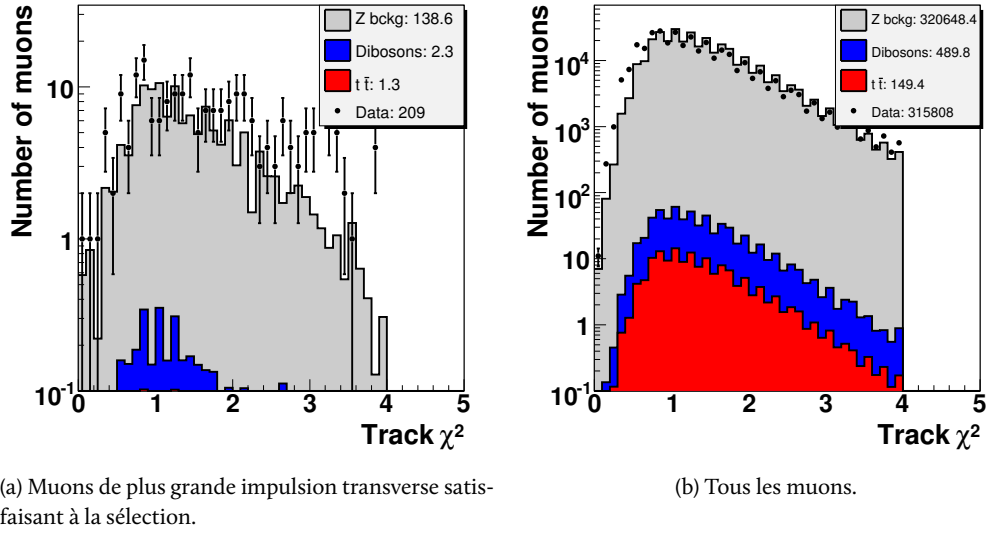
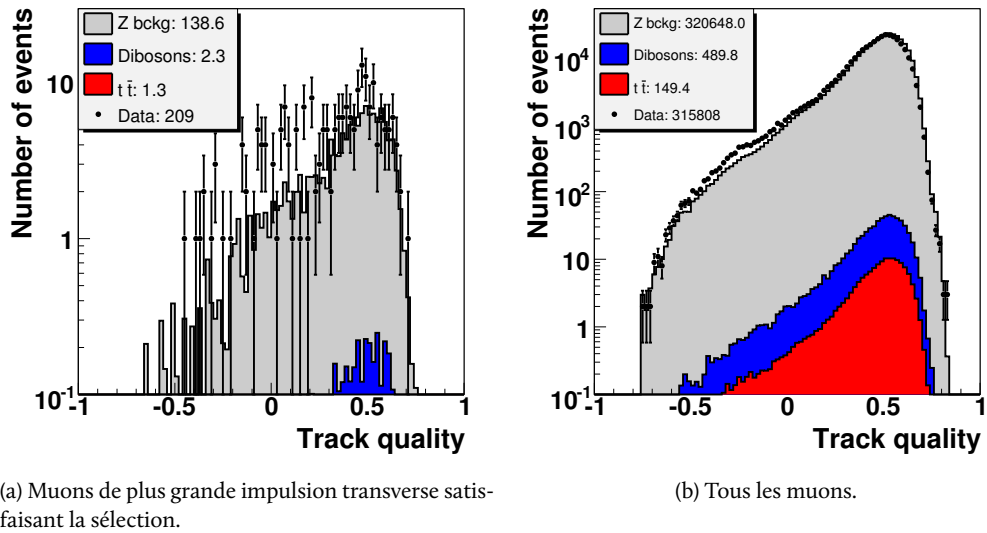
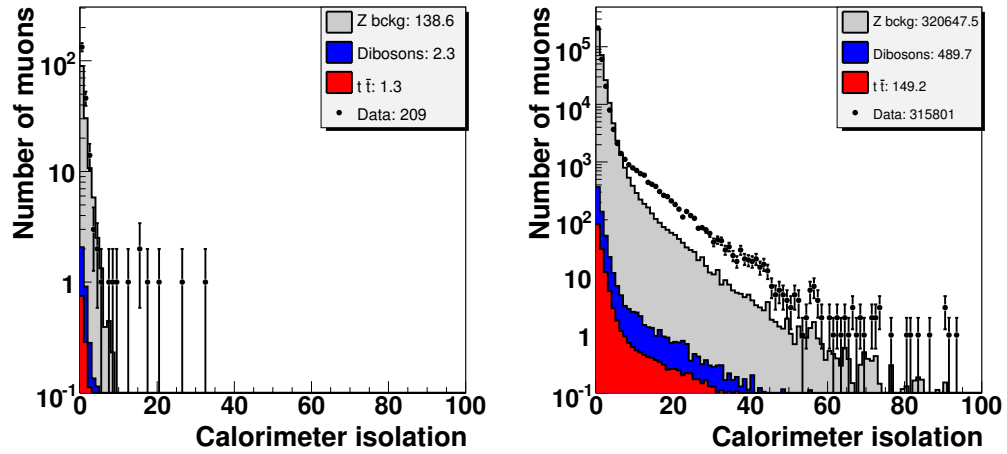
FIGURE 5.3 – Distribution du χ^2 des traces associées aux muons.

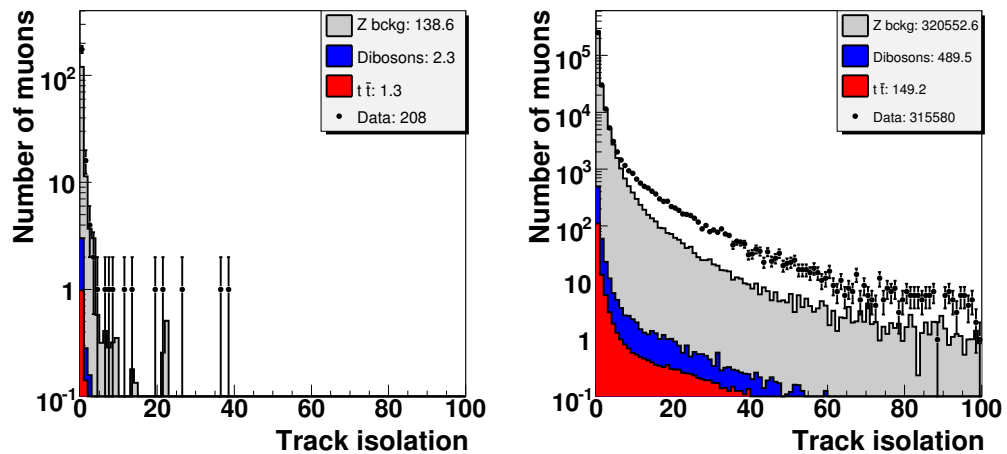
FIGURE 5.4 – Distribution du facteur de qualité des traces associées aux muons.



(a) Muons de plus grande impulsion transverse satisfaisant la sélection.

(b) Tous les muons.

FIGURE 5.5 – Distribution de l'énergie dans le calorimètre présente autour du muon considéré (exprimée en GeV).



(a) Muons de plus grande impulsion transverse satisfaisant la sélection.

(b) Tous les muons.

FIGURE 5.6 – Distribution de la somme de l'impulsion transverse des traces présentes autour de la trace du muon considéré (exprimée en GeV).

À présent, l'étude se porte sur la distribution de la somme de l'impulsion transverse des traces présentes dans un cône de rayon $R = 0,5$ centré autour de la trace du muon, pour les muons de grande impulsion transverse sélectionnés (cf. Fig. 5.6a) et pour tous les muons (cf. Fig. 5.6b). La conclusion est la même que précédemment et conforte le fait que ces muons sont tout aussi bien isolés dans le système de trajectographie.

5.1.3 Origine des muons

Pour poursuivre, il est nécessaire de s'assurer que les muons proviennent bien de l'interaction dure engendrée par la collision et non pas de rayons cosmiques. En effet, lorsqu'un muon cosmique traverse le détecteur de part en part, il peut être reconstruit comme deux traces provenant du même vertex. Du fait de cette reconstruction, les muons auront un angle entre eux de π , aux erreurs près. De plus, la somme de leur rapidité vaudra 0 puisque ces événements sont parfaitement dos-à-dos. Dans le cas de deux muons provenant de la désintégration du Z , du fait que ce dernier n'est généralement pas au repos mais possède un boost, la distribution de l'angle entre les deux muons devrait être élargie tandis que la distribution de la somme des η devrait être répartie entre environ -4 et 4 sans faire apparaître de pic étroit en 0.

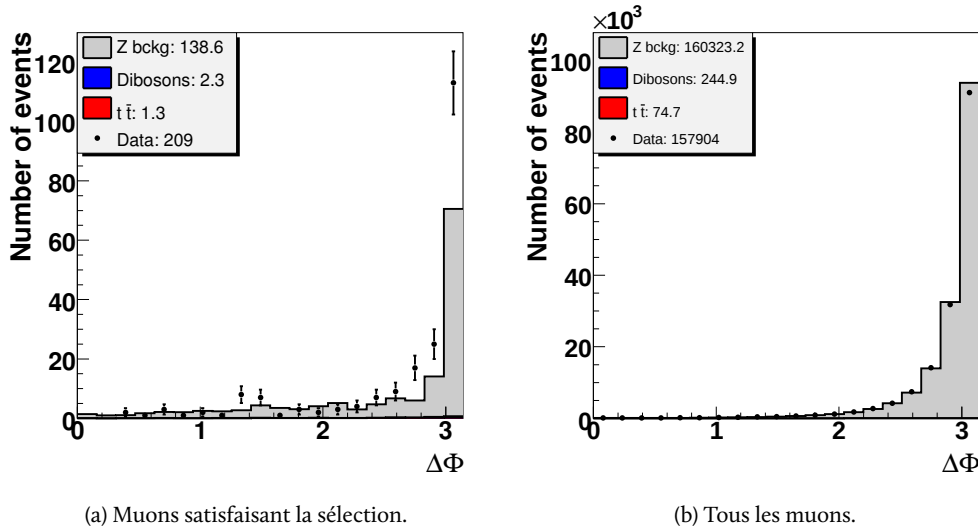


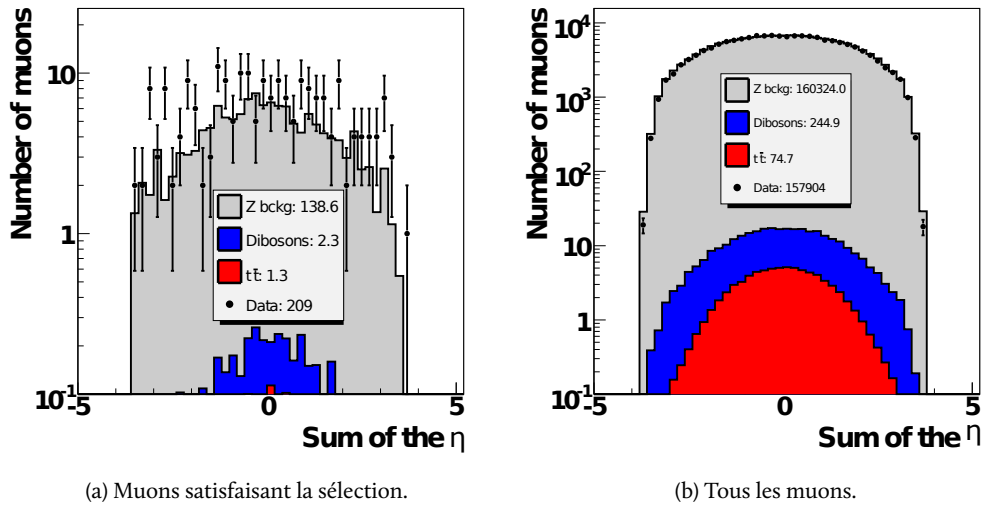
FIGURE 5.7 – Angle ϕ entre les deux muons.

L'angle ϕ entre les deux muons est d'abord tracé pour les muons de grande impulsion transverse sélectionnés (cf. Fig. 5.7a) puis pour tous les muons (cf. Fig. 5.7b). La comparaison des deux distributions montre une distribution qui est bien piquée en π mais dont la largeur est relativement importante. De plus, la largeur de cette distribution est sensiblement équivalente dans les deux cas.

Pour continuer, la somme des rapidités de chaque muon est tracée pour les muons de grande impulsion transverse sélectionnés (cf. Fig. 5.8a) puis pour tous les muons (cf. Fig. 5.8b). La répartition de cette somme entre approximativement -4 et $+4$ est bien présente, mais aucun pic n'est présent en 0.

Aussi, la distribution de la somme de la charge divisée par l'impulsion transverse, ou courbure, de chacun des deux muons est produite pour les muons de grande impulsion transverse sélectionnés (cf. Fig. 5.9a) puis pour tous les muons (cf. Fig. 5.9b). Dans le cas où les événements di-muons proviennent de la désintégration d'un boson Z ou d'une autre particule hypothétique tel qu'un boson Z' , l'impulsion transverse de ces deux muons est attendue comme étant proche⁵. De ce fait, il est attendu une distribution piquée en 0 comme il est possible de le voir sur la figure 5.9b. Or, rien de tel n'est

5. Les histogrammes décrits précédemment ont permis de mettre en évidence le fait que les deux muons sont très majoritairement produits dos-à-dos.

FIGURE 5.8 – Somme de l'angle η entre les deux muons.

observé sur la figure 5.9a. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'un des deux muons a une impulsion transverse différente de l'autre.

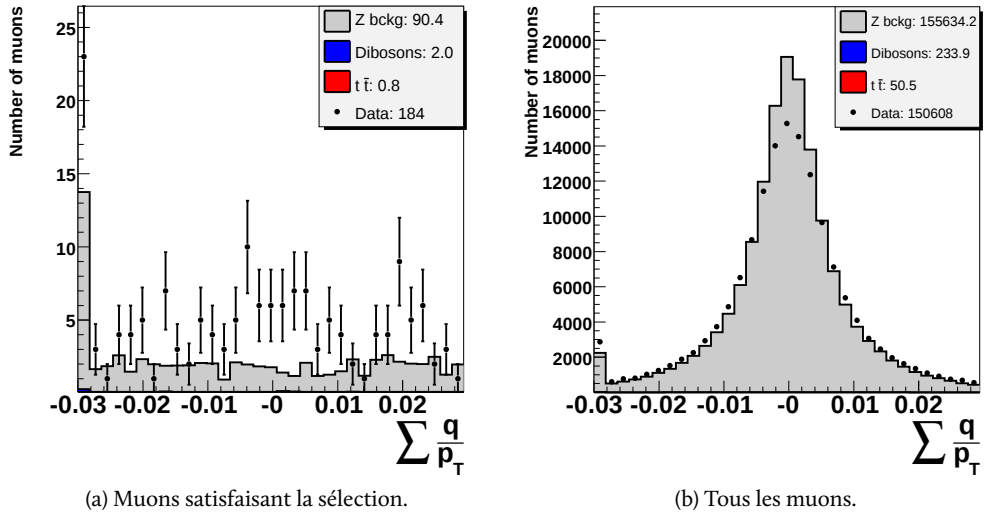


FIGURE 5.9 – Somme de la charge divisée par l'impulsion transverse de chacun des muons.

À la vue de ces résultats, il est alors possible de dire que ces muons de haute impulsion transverse proviennent bien des interactions dures et non de rayons cosmiques ou de nouvelle physique⁶. Ce dernier point est aussi confirmé par le fait que si une nouvelle particule se désintégrant en deux muons était responsable du désaccord observé sur la figure 5.2, celui-ci s'étalerait sur un intervalle en impulsion transverse plus important, du fait des effets de résolution du détecteur.

5.1.4 Reconstruction de l'impulsion transverse des muons

Pour finir, la distribution de la masse invariante est tracée pour les muons sélectionnés (cf. Fig. 5.10a). Il est alors très intéressant de noter qu'une différence notable entre les données et les évé-

6. La plupart des particules de nouvelle physique se désintégrant en deux leptons, à l'instar du Z' , les produisent avec une impulsion transverse similaire.

nements Monte-Carlo est présente dans une région de masse entre 250 et 350 GeV. En modifiant la condition sur l'impulsion transverse, de 200 GeV à 150 GeV et en recalculant la distribution de la masse invariante des deux muons (cf. Fig. 5.10b), il vient que le désaccord entre les données et les événements Monte Carlo est présent à partir de 200 GeV.

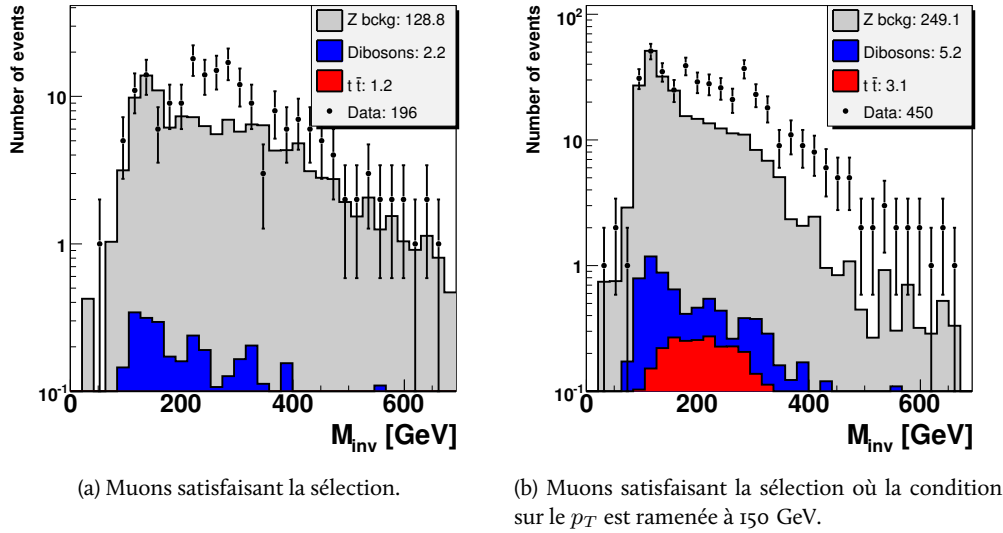


FIGURE 5.10 – Masse invariante reconstruite à partir des deux muons pour la sélection standard et pour une sélection où l'un des muons doit avoir un $p_T \geq 150$ GeV.

Puisque ces muons proviennent quasi exclusivement de la désintégration de bosons Z , majoritairement au repos (cf. Fig. 5.7a), leur énergie devrait être environ de 50 GeV. Par conséquent, si l'impulsion transverse de l'un des muons est mal mesurée, il va engendrer un excès de données dans la région de masse invariante correspondant approximativement à son impulsion transverse additionnée de 50 GeV⁷. Si cela se produit pour un nombre significatif de muons, l'écart entre les données et les événements Monte-Carlo va s'accroître et cela se voit principalement dans la distribution en masse invariante.

En conclusion de cette étude, le désaccord entre les données et les événements Monte-Carlo présent dans la distribution en masse invariante au-delà de 200 GeV est engendré par des muons provenant bien de l'interaction dure mais dont l'un d'eux a son impulsion transverse mal mesurée. Cet effet, créant une queue de distribution et n'étant pas reproduit par la simulation, nécessite de mettre en place un mécanisme plus adapté de dégradation de la simulation de la mesure de l'impulsion transverse des muons.

5.2 D'autres effets de désaccord observé entre les données et les événements Monte-Carlo

D'autres effets de désaccord entre les données et les événements Monte-Carlo sont présents et confirment la nécessité d'optimiser davantage le mécanisme de dégradation des muons.

5.2.1 Variation de la résolution dans le temps

Afin de contrôler la variation dans le temps de la résolution du pic de masse invariante reconstruite du processus $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$, celle-ci est mesurée dans divers lots de données regroupés par périodes de trois mois consécutifs. Sa largeur naturelle n'est pas déduite.

7. Qui correspond à l'énergie de l'autre muon qui a son impulsion transverse bien mesurée.

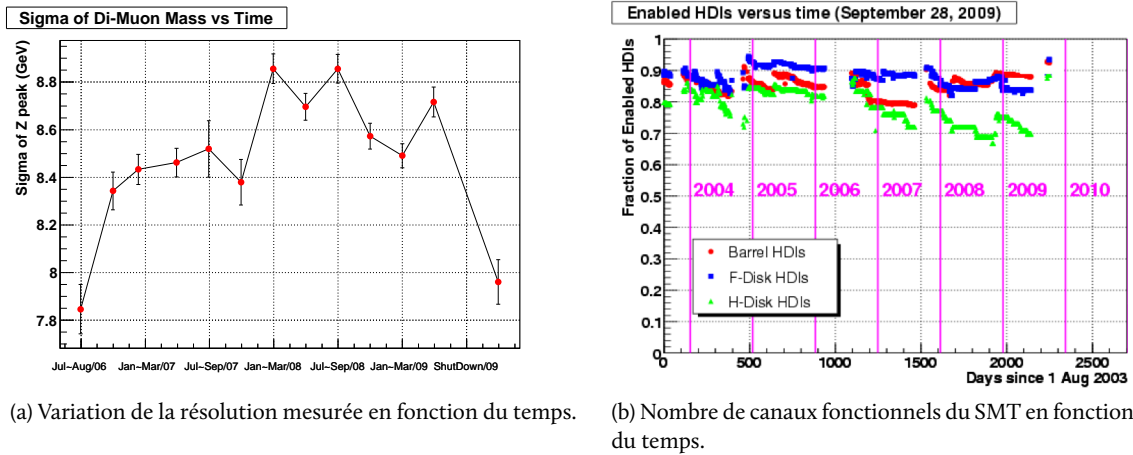


FIGURE 5.11 – Variation de la résolution du pic de masse invariante du processus $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et du nombre de canaux fonctionnels du SMT en fonction du temps.

Le résultat est présenté sur le figure 5.11a. Il permet de mettre en évidence des variations significatives de la résolution en fonction du temps. En particulier, les résolution du début du *Run IIb1* (juillet – août 2006) et du *Run IIb3* (post-arrêt 2009) sont meilleures que celles comprises entre ces deux périodes. celles-ci varient jusqu'à 11% et 9%, respectivement par rapport à ces deux périodes.

Il est aussi intéressant de remarquer que, bien que la résolution du système de trajectographie diminue naturellement en fonction du temps⁸, grâce à un important travail de restauration des canaux morts du SMT durant une période d'arrêt, il a été possible d'en augmenter notablement l'efficacité de détection (cf. Fig. 5.11b). Celle-ci est en lien direct avec l'amélioration de la résolution discutée précédemment.

Il n'en reste pas moins que cette résolution varie dans le temps. Il est donc indispensable de la prendre en compte lors du processus de dégradation de la simulation de la mesure de l'impulsion transverse des muons.

5.2.2 Désaccord dans l'échelle de l'impulsion transverse

La masse invariante autour du pic du Z est comparée entre les données et les événements Monte-Carlo dégradés à partir des résultats de l'étude précédente [2] (cf. Fig. 5.12). Cet histogramme fait apparaître un décalage en masse invariante entre les deux distributions. Il y a donc un désaccord dans l'échelle de l'impulsion transverse.

Il sera donc indispensable que l'échelle de l'impulsion transverse des muons soit corrigée dans le processus de dégradation au travers d'un nouveau facteur S .

5.3 Nouvelle méthode de dégradation des muons

Afin de prendre en compte l'existence de queue de distribution dans la distribution de la masse invariante, due à la mauvaise mesure de l'impulsion transverse des muons, et la présence d'un désaccord dans l'échelle de l'impulsion transverse des muons, une nouvelle méthode de dégradation est mise en place. Celle-ci, déterminée pour les différentes périodes de données afin de tenir compte de la variation de la résolution du système de trajectographie en fonction du temps, est développée dans la suite de cette section.

⁸. Cette perte d'efficacité du système de trajectographie est la conséquence du haut flux de radiation auquel ce système sensible est continuellement soumis.

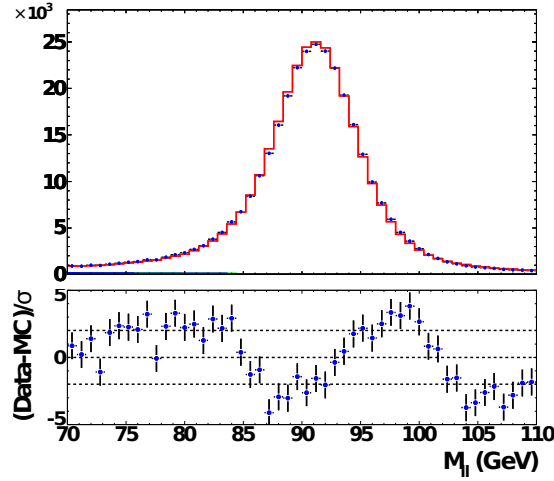


FIGURE 5.12 – Comparaison de la masse invariante des événements $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ autour du pic du Z entre les données et les événements Monte-Carlo.

5.3.1 Formule historique de description de la résolution

La résolution de la mesure dépend de deux termes principaux : un terme décrivant la résolution intrinsèque du détecteur et un terme décrivant l'effet de diffusion multiple que la particule subit dans la matière. Autant le premier terme est constant, autant l'effet du second est proportionnel à la quantité de matière traversée, $\sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}$, et est inversement proportionnel à l'impulsion transverse du muon. La formule de description de la résolution de la mesure est :

$$\sigma \left(\frac{q}{p_T} \right) = A \oplus \frac{B \sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \quad (5.1)$$

A est alors le terme de résolution du détecteur tandis que B est le terme lié à l'effet de diffusion multiple.

Aussi, puisque la résolution est différente dans les données et les événements Monte-Carlo, il est possible de définir $A_{\text{deg.}}$ et $B_{\text{deg.}}$, les paramètres de dégradation, par :

$$A_{\text{deg.}}^2 = A_{\text{data}}^2 - A_{\text{MC}}^2 \text{ et } B_{\text{deg.}}^2 = B_{\text{data}}^2 - B_{\text{MC}}^2 \quad (5.2)$$

De ce fait, la résolution mesurée dans les données peut être obtenue dans les événements Monte-Carlo en modifiant l'impulsion transverse des traces reconstruites comme suit :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + G_1 \left(A_{\text{deg.}} \oplus \frac{B_{\text{deg.}} \sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \right) \quad (5.3)$$

avec G_1 un nombre aléatoire distribué selon une gaussienne de largeur $\sigma = 1$ et de valeur moyenne nulle.

Il est à noter que, puisque le terme proportionnel à B est divisé par l'impulsion transverse du muon, il est nécessaire d'utiliser aussi des lots de données où ceux-ci ont une faible impulsion transverse. De ce fait, la détermination des paramètres $A_{\text{deg.}}$ et $B_{\text{deg.}}$ est effectuée à partir de lots de données contenant un large spectre en impulsion transverse, grâce à l'utilisation d'événements provenant des processus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Cette correction était celle appliquée jusqu'alors [2]. Afin de prendre les nouveaux éléments de désaccord en compte, celle-ci va être améliorée.

5.3.2 Améliorations possibles de la formule de résolution

Quatre différentes pistes ont été suivies afin d'apporter des améliorations notables à la formule de résolution : la prise en compte de l'effet dit « de bras de levier », l'utilisation d'une seconde gaussienne

pour reproduire les queues de distribution, la correction de l'échelle d'impulsion transverse et l'emploi de la distribution de la somme des courbures des traces pour dériver les paramètres de dégradation. Chacune de ces possibilités est détaillée dans la suite.

Effet de bras de levier

Il est connu que dans le système de trajectographie, la précision de mesure de l'impulsion transverse varie proportionnellement à $1/L^2$ où L représente la longueur de la trajectoire jusqu'au bord du système. Cet effet de bras de levier signifie que les traces se trouvant aux limites de l'acceptance géométrique du détecteur ont une précision sur leur impulsion transverse moins bonne que les autres. Par conséquent, les termes A et B se trouvant dans l'équation 5.1 tiennent compte de l'effet de bras de levier moyenné.

Afin d'avoir une description plus précise de la résolution qui tient compte de cet effet, la formule 5.1 peut se réécrire :

$$\sigma\left(\frac{q}{p_T}\right) = \frac{R_{\text{CFT}}^2}{L^2} \left(A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \right) \quad (5.4)$$

avec R_{CFT} ⁹, le rayon de la dernière couche du CFT et L la longueur de la trajectoire calculée entre le vertex d'où provient la trace et le dernier impact laissé dans le CFT. La figure 5.13 représente le bras de levier en fonction de η_{det} . On constate que les traces en dehors de l'acceptance du CFT, donc ayant un $|\eta_{\text{det}}| > 1,6$, ont un plus petit bras de levier.

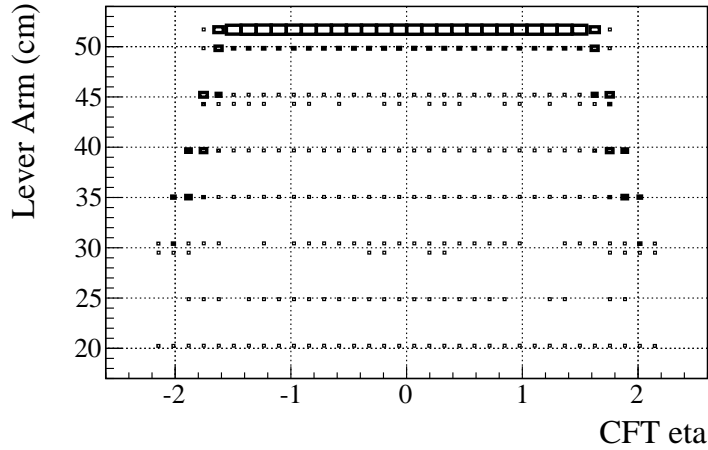


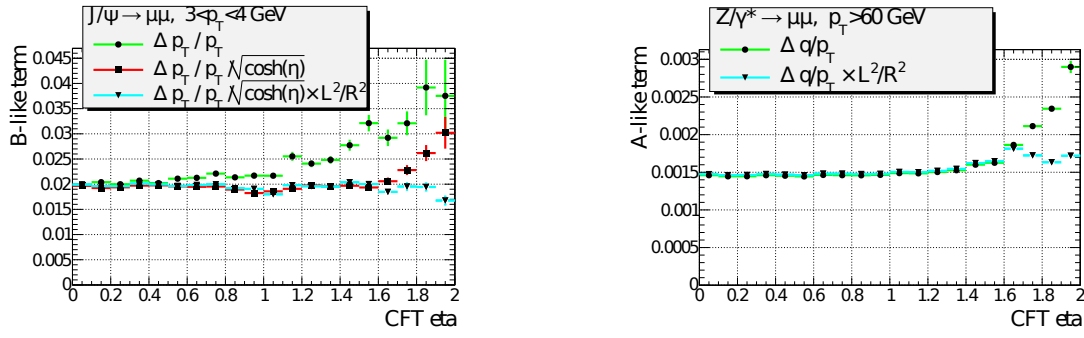
FIGURE 5.13 – Valeur du bras de levier (*lever arm*) pour des traces de muons ayant un $p_T > 15$ GeV en fonction de η_{det} .

La figure 5.14a représente la résolution en fonction de η_{det} pour des muons de faible impulsion transverse provenant d'événements Monte-Carlo du processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ tandis que la figure 5.14b représente la résolution pour des muons de grande impulsion transverse issus d'événements de Drell-Yan. Ces deux distributions montrent la meilleure description de la dépendance de la résolution avec η_{det} lorsque l'effet de bras de levier, via le terme $\frac{R_{\text{CFT}}^2}{L^2}$, est pris en compte.

De ce fait, la formule de dégradation des muons doit être modifiée en conséquence :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + G_1 \frac{R_{\text{CFT}}^2}{L^2} \left(A_{\text{deg.}} \oplus \frac{B_{\text{deg.}}\sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \right) \quad (5.5)$$

9. La valeur prise pour R_{CFT} est 51,69 cm.



(a) Paramètre de résolution B en fonction de η_{det} pour des événements Monte-Carlo $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($3 < p_T(\mu) < 4$ GeV).

(b) Paramètre de résolution A en fonction de η_{det} pour des événements Monte-Carlo $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($p_T(\mu) > 60$ GeV).

FIGURE 5.14 – Mise en évidence de la dégradation de la résolution avec l’effet du bras de levier dans le cas de basses et hautes impulsions transverses, à partir d’événements Monte-Carlo.

Queues de distribution

La méthode la plus simple pour simuler une queue dans la distribution de la résolution consiste à appliquer à une fraction C de traces, une résolution bien plus importante que les autres. Or, comme il a été montré dans l’étude décrite à la section précédente, aucune sous-catégorie de traces participant activement à la formation de cette queue de distribution n’a pu être isolée. De plus, l’étude de la résolution Monte-Carlo dans les événements Monte-Carlo $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ n’a montré aucune déviation par rapport à l’équation 5.4 qui aurait pu s’expliquer par la présence d’une queue de distribution non-gaussienne.

C’est pourquoi, il a été décidé de modéliser cette queue à partir d’une fraction C d’événements Monte-Carlo tirés aléatoirement. Ceux-là seront alors dégradés selon un nouveau paramètre de résolution $D_{\text{deg.}}$, jouant le même rôle que le terme $A_{\text{deg.}}$ (cf. Éq. 5.5) et dont sa valeur est à mesurer dans les données. Le reste de la formule de dégradation ne change pas. Par conséquent, il est attendu que la valeur de ce terme $D_{\text{deg.}}$ soit notablement plus importante que celle de $A_{\text{deg.}}$.

Échelle d’impulsion transverse

Afin de tenir compte de la différence de l’échelle d’impulsion transverse entre les données et les événements Monte-Carlo, le paramètre de courbure des muons, pour ces derniers, est multiplié par un facteur d’échelle S :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \frac{q}{p_T} \quad (5.6)$$

D’après le décalage en masse invariante observé sur la figure 5.12, il est attendu que la valeur du facteur S soit de l’ordre de $O(0,3\%)$. Enfin, il est possible que celui-ci dépende de p_T et de η_{det} ; mais elles ne sera pas prise en compte dans la suite.

5.3.3 Nouveau processus de dégradation

Le processus de dégradation initial [2] consistait à modifier l’impulsion transverse des traces associées aux muons, dans les événements Monte-Carlo, en utilisant l’équation 5.3.

Suite aux observations décrites dans les sections précédentes, un nouveau processus a été établi. Celui-ci est basé sur deux nombres aléatoires G_1 et x respectivement choisis selon une loi gaussienne et selon une loi uniforme et compris entre 0 et 1. L’impulsion transverse reconstruite dans les événe-

ments Monte-Carlo est alors modifiée selon la formule :

Si $x > C$:

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \frac{q}{p_T} + G_1 \frac{R_{\text{CFT}}^2}{L^2} \left(A_{\text{deg.}} \oplus \frac{B_{\text{deg.}} \sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \right) \quad (5.7)$$

Sinon :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \frac{q}{p_T} + G_1 \frac{R_{\text{CFT}}^2}{L^2} \left(D_{\text{deg.}} \oplus \frac{B_{\text{deg.}} \sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \right)$$

Il est alors nécessaire de déterminer les cinq paramètres libres de ce modèle que sont : S , $A_{\text{deg.}}$, $B_{\text{deg.}}$, C et $D_{\text{deg.}}$. Et, puisque plus le nombre d'impacts laissés dans les différents systèmes de trajectographie est important, plus l'erreur sur la courbure de la trace est faible, ces paramètres sont mesurés pour trois types de traces distinctes :

1. les traces associées aux deux muons ont interagité dans le SMT et satisfont $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$;
2. les traces associées aux deux muons ont interagité dans le SMT et seulement l'une des deux satisfait $|\eta_{\text{det}}| > 1,6$;
3. seulement une des deux traces associées aux deux muons a interagité dans le SMT.

De plus, certains paramètres ont été déterminés séparément en étudiant leur influence sur le χ^2 de l'ajustement des traces, pour des traces de faible et de moyenne qualité.

5.4 Mesure des paramètres de dégradation

5.4.1 Sélection des données et des événements Monte-Carlo

Afin de déterminer les différents paramètres de dégradation, les données acquises durant le *Run II* jusqu'à l'été 2009, représentant une luminosité intégrée approximative de 6 fb^{-1} , sont utilisées. À partir de celles-ci, deux lots d'événements sont constitués, contenant respectivement majoritairement des événements di-muons provenant de la désintégration d'un J/ψ et d'un Z . La condition que doivent satisfaire les événements afin d'être intégrés à l'un ou l'autre des lots est discutée dans la suite.

Les événements Monte-Carlo de J/ψ ont été produits avec le générateur PYTHIA tandis que le processus $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ a été généré avec ALPGEN.

Afin d'appartenir à l'un ou l'autre des lots, chaque événement doit satisfaire à des conditions communes, puis à des conditions spécifiques à chaque lot.

Afin de clarifier les notations, l'indice « deg. » sera omis dans les paramètres A , B et D . Cependant, il est bien question, dans la suite, de rechercher les meilleurs paramètres de dégradation.

Conditions communes

Tous les événements utilisés dans la suite doivent satisfaire les conditions suivantes :

- avoir au moins deux muons de charge opposée, au minimum de moyenne qualité et vérifiant $|\eta_{\text{det}}| < 2,5$;
- les deux muons doivent être au moins faiblement isolés ;
- au moins l'un des muons doit être fortement isolé ;
- l'écart en z de chacun des vertex des deux muons doit satisfaire à : $\Delta z(\mu_1, \mu_2) < 3 \text{ cm}$;
- les deux muons doivent satisfaire à la condition de non-colinéarité : $|\Delta\phi(\mu_1, \mu_2) + \theta_{\mu_1} + \theta_{\mu_2} - 2\pi| > 0.05$.

Conditions propres au lot de données des événements de Z

Tous les événements étant contenus dans le lot de données représentant les événements de Z doivent satisfaire aux conditions suivantes :

- $p_T > 20$ GeV ;
- la masse invariante reconstruite à partir des deux muons doit être proche de la masse du Z ; dans le cas où l'événement contient plus de deux muons, seule la paire de muon ayant la masse invariante reconstruite la plus proche de 91,2 GeV est conservée.

Dans les données, $3 \cdot 10^5$ événements di-muons satisfont à ces conditions, tandis qu'il y a $2 \cdot 10^6$ événements à pondérer¹⁰ dans les événements Monte-Carlo.

Conditions propres au lot de données des événements de J/ψ

Tous les événements étant contenus dans le lot de données représentant les événements de J/ψ doivent satisfaire aux conditions suivantes :

- $p_T > 3$ GeV ;
- la masse invariante reconstruite à partir des deux muons doit être proche de la masse du J/ψ ; dans le cas où l'événement contient plus de deux muons, seule la paire de muon ayant la masse invariante reconstruite la plus proche de 3 GeV est conservée ;
- une sélection arbitraire¹¹ est appliquée aux données du fait de la très haute quantité de données disponible, afin d'en garder un nombre raisonnable.

Dans les données, $7 \cdot 10^6$ événements di-muons satisfont à ces conditions, tandis qu'il y a $2 \cdot 10^4$ événements dans les événements Monte-Carlo.

Enfin, comme il sera discuté dans la suite, un lot de données annexe, contenant des événements où toutes les conditions précédentes liées au J/ψ sont respectées à l'exception de la charge des deux muons, qui est ici de même signe, est créé.

Soustraction du bruit de fond dans les événements de J/ψ

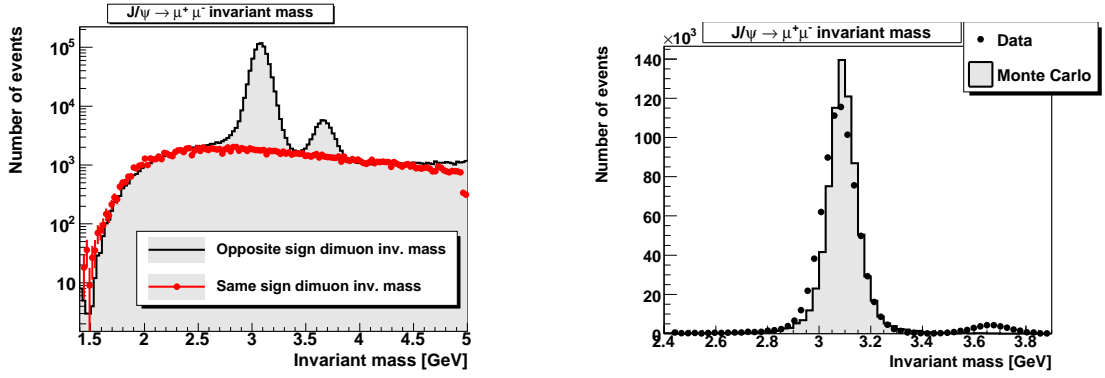
Grâce aux conditions strictes détaillées précédemment, la quantité de bruit de fond présente dans le lot d'événements de Z est considérée comme négligeable. Ce n'est cependant pas le cas dans le lot des événements de J/ψ . Afin d'y remédier, l'hypothèse est émise que le bruit de fond est le même dans les deux lots d'événements de J/ψ , quelque soit le signe des muons. C'est pourquoi, l'histogramme de la masse invariante reconstruite à partir des événements di-muons de même signe est construit et sa forme est utilisée comme représentation de celle du bruit de fond. Il est ensuite normalisé à l'histogramme de la masse invariante reconstruite à partir des événements di-muons de signe opposé dans les intervalles en masse invariante $[2; 2,5]$ GeV et $[4; 4,5]$ GeV (cf. Fig. 5.15a). Enfin, le premier histogramme est soustrait du second. Les données peuvent alors être comparées aux événements Monte-Carlo (cf. Fig. 5.15b).

5.4.2 Mesure des paramètres de dégradation

La mesure des paramètres de dégradation est effectuée par un algorithme de minimisation de χ^2 calculé sur la différence des distributions de masse invariante obtenues dans les données et les événements Monte-Carlo. L'algorithme mis en œuvre est détaillé ci-dessous.

10. Les événements Monte-Carlo sont assortis d'un poids, entre autre du fait des corrections d'efficacités (cf. Chap. 6), qu'il est nécessaire de prendre en compte lors de leur utilisation.

11. Seuls les événements ayant un numéro d'événement pair sont conservés. Ceci permet de réduire approximativement de 50% leur nombre final.



(a) Comparaison de la distribution de la masse invariante du processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ de même signe et de signe opposés, avant soustraction du bruit de fond.

(b) Comparaison de la distribution de la masse invariante du processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ mesurée dans les données et dans les événements Monte-Carlo après soustraction du bruit de fond.

FIGURE 5.15 – Histogramme de masse invariante du J/ψ avant et après soustraction du bruit de fond, à partir d'événements ayant interagit au moins une fois avec le SMT et satisfaisant à $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$.

Décalage de la masse invariante

Comme il a été mis en évidence dans la section 5.3.2, la valeur moyenne du pic de masse invariante du Z n'est pas la même entre les données et les événements Monte-Carlo. De fait, afin d'obtenir une meilleure comparaison entre ces deux distributions, il est indispensable d'ajuster cette différence qui sera prise en compte, à la fin de la chaîne d'analyse, au travers de l'échelle de l'impulsion transverse S .

Tout d'abord, le domaine de masse compris entre $90 \text{ GeV} \pm 2\sigma$, avec $\sigma = 6,7 \text{ GeV}^{12}$, dans les deux distributions de masse invariante, est ajusté par une gaussienne (cf. Fig. 5.16). Le décalage est alors calculé comme la différence entre les valeurs moyennes de ces deux ajustements puis la distribution des données est décalée en conséquence¹³.

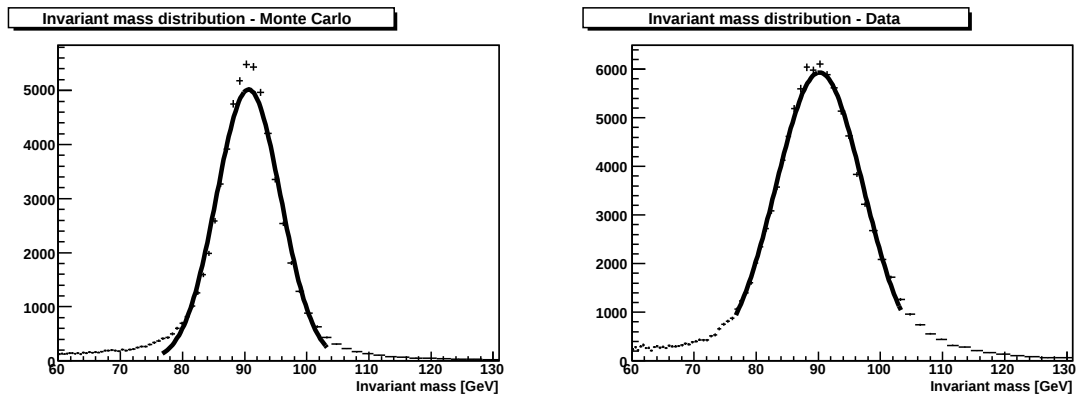


FIGURE 5.16 – La distribution de masse invariante produite respectivement à partir des événements Monte-Carlo (à gauche) et des données (à droite) est ajustée à l'aide d'une gaussienne autour du pic du Z . La différence entre la valeur centrale des deux ajustements correspond au décalage. Les événements représentés ici correspondent à des muons qui ont interagit avec le SMT et dont $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$. Le décalage mesuré ici est de 437 MeV.

12. Cette valeur de σ correspond à la largeur du pic du Z mesuré dans les données.

13. Il peut paraître étrange, au premier abord, de modifier les données et non pas les événements Monte-Carlo. Dans la suite de la description de la chaîne d'analyse, il sera expliqué qu'une multitude d'histogrammes de masse invariante sera produite pour les événements Monte-Carlo tandis qu'un seul histogramme sera généré pour les données. Par conséquent, puisque la mesure des paramètres de dégradation est invariante par rapport à ce décalage, il est plus aisé de ne l'effectuer que sur un histogramme plutôt que sur plusieurs milliers d'histogrammes.

Calcul du χ^2

Avant de pouvoir calculer le χ^2 entre deux distributions de masse invariante, il est encore nécessaire de normaliser celle produite à partir des événements Monte-Carlo, selon celle des données. Le facteur de normalisation utilisé correspond au rapport du nombre d'événements présent dans l'intervalle sur lequel est calculé le χ^2 , dans chaque distribution.

Ensuite, les distributions de masse invariante obtenues à partir des données et des événements Monte-Carlo sont comparées canal par canal pour calculer le χ^2 comme suit :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{n_{\text{canal}}} \frac{(n_{i \text{ data}} - \sum_k w_{ik \text{ MC}})^2}{n_{i \text{ data}} + \sum_k w_{ik \text{ MC}}^2} \quad (5.8)$$

avec $w_{ik \text{ MC}}$ le poids associé à un événement donné. Dans le cas des événements Monte-Carlo du Z , ce poids vient non seulement de la procédure de normalisation décrite ci-dessus, mais aussi de la combinaison de la section efficace d'ALPGEN, de la repondération de l'impulsion transverse du Z , du facteur d'échelle de l'efficacité de reconstruction des muons, de la repondération de la coordonnée z du vertex et la repondération de la luminosité (cf. Chap. 6).

Afin de trouver le meilleur jeu de paramètres de dégradation, les événements Monte-Carlo sont dégradés suivant différents couples de ces paramètres et un χ^2 est calculé dans chaque cas. Le résultat de cette procédure produit une carte de χ^2 qui possède un minimum pour le jeu de paramètres apportant le meilleur accord dans les distributions de masse invariante entre les données et les événements Monte-Carlo pour les lots de données du J/ψ et du Z . Un exemple de carte de χ^2 est présenté sur la figure 5.17.

Calcul du facteur d'échelle de l'impulsion transverse

Afin de prendre en compte le décalage existant dans la distribution de masse invariante des données et des événements Monte-Carlo, un facteur d'échelle de l'impulsion transverse des muons, S , doit être calculé.

Si les deux muons n'ont aucun facteur d'échelle appliqué au moment de la génération des distributions de masse invariante, à partir de la formule de la masse invariante, il est possible de montrer que :

$$S = \frac{m_{\text{MC}} - m_{\text{data}}}{m_{\text{data}}} \quad (5.9)$$

avec m représentant la position du maximum de la distribution correspondante.

En revanche, si l'un des deux muons tient déjà compte d'un facteur d'échelle, celui de l'autre muon est calculé de la sorte :

$$S = \frac{m_{\text{MC}^2} - m_{\text{data}^2}}{m_{\text{data}^2}} \quad (5.10)$$

Cette seconde formule est utilisée dans le cas où les deux muons n'ont pas le même type de traces (cf. Sec. 5.3.3). En effet, dans ce cas-ci, le facteur d'échelle associé à l'un des deux type est déjà connu et peut donc être appliqué avant que la distribution en masse invariante soit produite. Il ne reste alors plus qu'à calculer le facteur d'échelle à associer à l'autre type de trace, connaissant le décalage toujours présent entre les deux distributions, via la formule précédente.

Il est à noter que c'est le décalage au niveau du pic de masse invariante du Z qui est utilisé.

L'algorithme itératif

Ce modèle de dégradation des muons mettant en œuvre une double-gaussienne implique la détermination de quatre paramètres. Il pourrait être envisagé de construire une carte de χ^2 à quatre dimensions afin d'obtenir le meilleur jeu de paramètres. Cependant, ceci nécessiterait un temps de calcul beaucoup trop important. C'est pourquoi il a été décidé de ne rechercher leur optimisation que deux par deux.

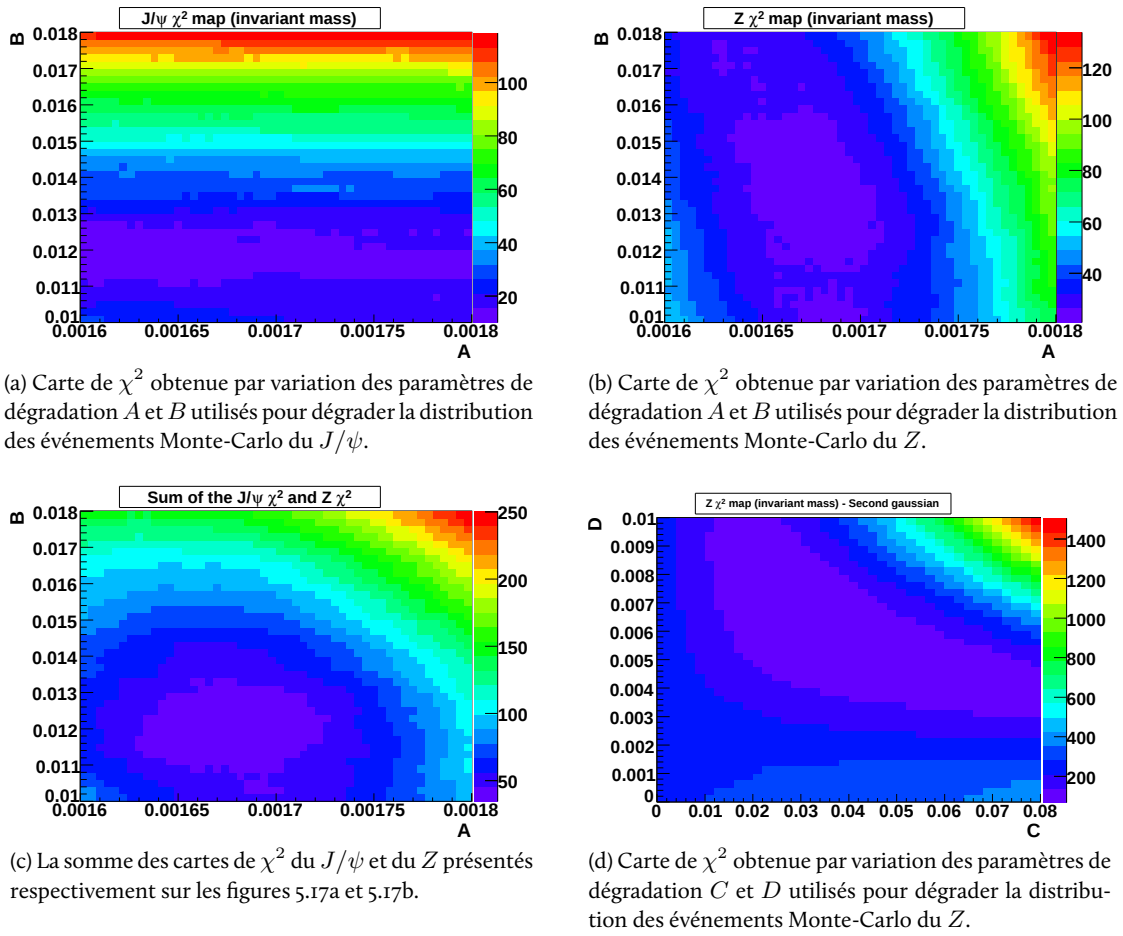


FIGURE 5.17 – Différentes cartes de χ^2 utilisées afin d'obtenir les meilleurs paramètres de dégradation, pour des muons ayant interagit avec le SMT et satisfaisant $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$.

De plus, la dégradation d'événements Monte-Carlo modifie la position du pic dans la distribution de masse invariante. Par conséquent, le décalage qui est appliqué aux données dépend du jeu de paramètres choisi. Et, de ce fait, les paramètres peuvent dépendre du décalage appliqué.

Pour ces deux raisons, un algorithme itératif à deux boucles imbriquées a été mis en place et est présenté sur la figure 5.18.

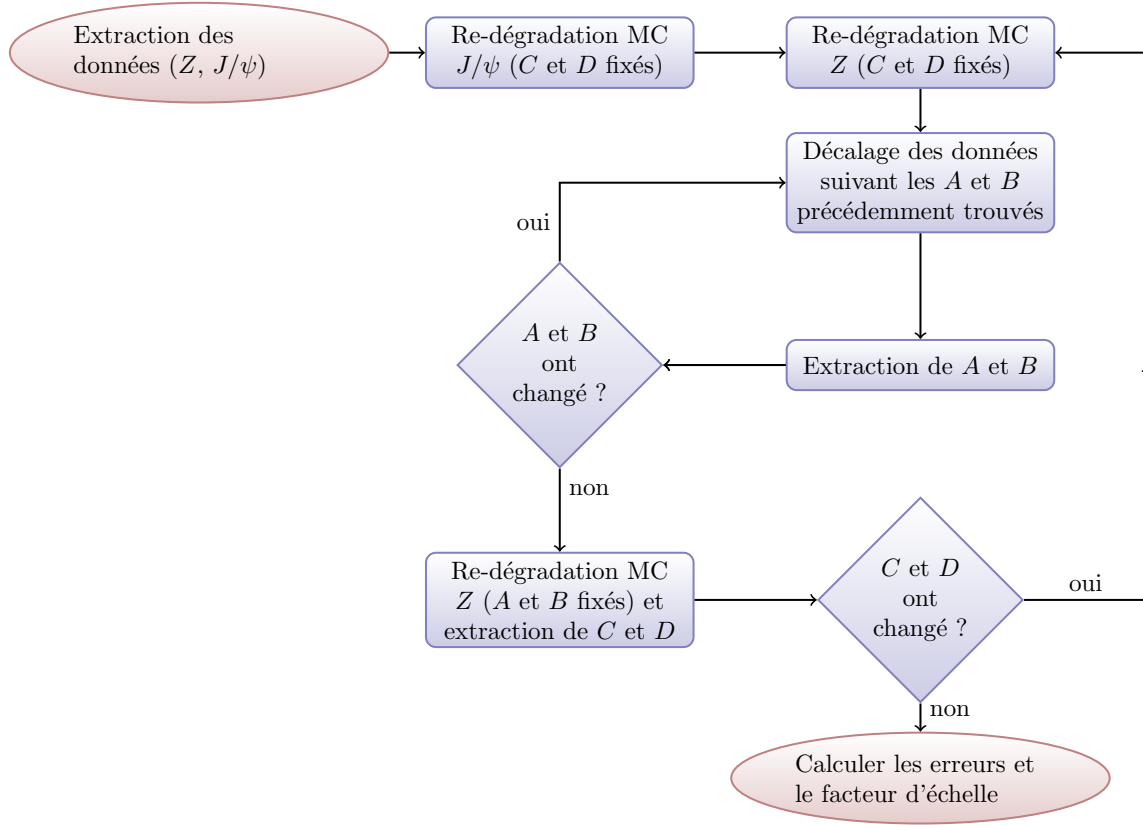


FIGURE 5.18 – L’organigramme de l’algorithme itératif implémenté afin d’obtenir les meilleurs paramètres de dégradation des muons.

Pour commencer, les données provenant des lots du J/ψ et du Z sont extraits et la distribution en masse invariante est générée pour chacun. Ensuite, les événements Monte-Carlo du J/ψ et du Z sont dégradés selon différents jeu de valeurs pour les paramètres A et B pendant que les paramètres C et D sont fixés à zéro. Les cartes de χ^2 correspondantes sont produites puis additionnées. Le canal ayant la valeur minimum est recherché et les valeurs (A, B) correspondantes sont extraites. À partir de ces valeurs trouvées, le décalage à appliquer est mesuré et les distributions associées aux données du J/ψ et du Z sont décalées. Les cartes de χ^2 sont de nouveau reproduites et ce processus se renouvelle jusqu’à ce que le même couple de paramètres (A, B) soit trouvé deux fois.

Lors de l’étape suivante, les paramètres A et B sont fixés à leur valeur précédemment trouvée puis les événements Monte-Carlo du Z sont dégradés pour différentes valeurs des paramètres C et D . La carte de χ^2 correspondante est créée et le jeu de paramètres la minimisant est recherché. Les valeurs de ces paramètres sont fixés à celles trouvées et la variation des paramètres A et B recommence. Cet algorithme ne s’arrête que lorsque plus aucun paramètre ne varie entre deux itérations.

Enfin, le décalage mesuré entre les distributions de masse invariante des données et des événements Monte-Carlo est converti en un facteur d’impulsion transverse S et les couples de paramètres (A, B) et (C, D) sont déterminés une dernière fois¹⁴.

14. La conversion d’une énergie de décalage en un facteur d’impulsion transverse n’est correcte que dans une première approximation : le facteur d’échelle ne peut corriger le décalage présent aussi bien. C’est pourquoi les paramètres sont redéterminés une dernière fois.

Erreur statistique associée

Afin d'estimer l'erreur statistique associée aux différents paramètres de dégradation : A , B , C et D , quatre ensembles de 500 pseudo-expériences sont effectués. Le nombre d'événements dans chaque canal des quatre distributions de masse invariante produites à partir des données et des événements Monte-Carlo du J/ψ et du Z est modifié de manière aléatoire, selon une loi gaussienne de largeur correspondante à l'erreur statistique associée à ce canal. Pour chaque pseudo-expérience, les meilleurs couples de paramètres (A, B) et (C, D) sont déterminés. Pour chaque paramètre, la distribution de la valeur trouvée pour chacune des 500 pseudo-expériences est construite et son écart quadratique moyen est pris comme erreur statistique associée au dit paramètre. Un exemple de l'une de ces distributions est reproduit sur la figure 5.19.

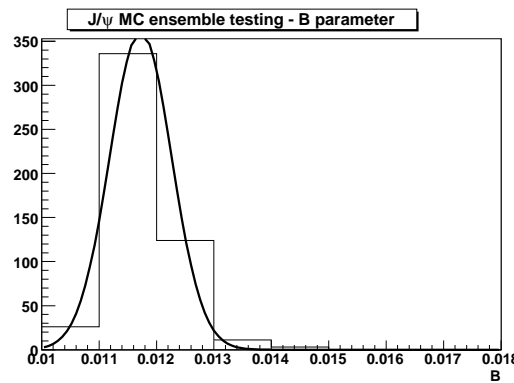


FIGURE 5.19 – Exemple de distribution des valeurs du paramètre B trouvées pour chaque pseudo-expérience lorsque le contenu des canaux de la distribution en masse invariante d'événements Monte-Carlo du J/ψ varie. L'écart quadratique moyen de cette distribution est pris comme erreur statistique associée au paramètre B (cette distribution est aussi ajustée par une gaussienne à titre d'illustration).

Détermination pour les différents types de traces

Pour rappel, les paramètres de dégradation sont déterminés pour trois différents types de traces :

1. la trace du muon a interagit avec le SMT et satisfait $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$;
2. la trace du muon a interagit avec le SMT et satisfait $|\eta_{\text{det}}| > 1,6$;
3. la trace du muon n'a pas interagit avec le SMT.

Afin de pouvoir déterminer ces paramètres pour les différents types de traces, trois phases sont mises en place. Premièrement, les événements ayant deux muons de type 1 sont choisis¹⁵ ; puis les paramètres sont mesurés. Deuxièmement, les événements où l'un des muons est de type 1 et l'autre, de type 2, sont sélectionnés. Les premiers sont dégradés à partir des résultats obtenus durant la première phase tandis que les paramètres adéquats pour les seconds sont recherchés. Finalement, les événements ayant un muon de type 1 et un second muon de type 3 sont sélectionnés et l'étape précédente se renouvelle pour obtenir les paramètres optimaux pour cette catégorie de trace.

Resultats globaux

Tous les résultats obtenus durant cette étude ont été résumés dans la table 5.1. Le calcul des incertitudes systématiques, présentes aussi dans cette table, est discuté dans la suite.

15. Les muons de type 1 sont majoritaires.

		T	A ($\times 10^{-3}$)	B ($\times 10^{-2}$)	C ($\times 10^{-2}$)	D ($\times 10^{-3}$)	S ($\times 10^{-2}$)
Sél. standard	Tous	1	$1.65 \pm 0.02 \pm 0.07$	$1.2 \pm 0.1 \pm 0.3$	$4.7 \pm 0.8 \pm 2.7$	$5.3 \pm 0.6 \pm 2.0$	$0.32 \pm 0.03 \pm 0.09$
		2	$1.8 \pm 0.1 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.3 \pm 0.6$	$2 \pm 1 \pm 6$	$11 \pm 5 \pm 6$	$0.3 \pm 0.1 \pm 0.9$
		3	$2.6 \pm 0.2 \pm 0.2$	$1.7 \pm 0.5 \pm 1.7$	$8 \pm 4 \pm 9$	$1 \pm 10 \pm 22$	$0.1 \pm 0.1 \pm 0.7$
	(1)	1	$1.53 \pm 0.05 \pm 0.08$	$1.3 \pm 0.2 \pm 0.3$	$6 \pm 2 \pm 2$	$4.3 \pm 0.8 \pm 1.3$	$0.23 \pm 0.05 \pm 0.17$
		2	$1.5 \pm 0.3 \pm 0.5$	$1.4 \pm 0.7 \pm 1.6$	$5 \pm 2 \pm 5$	$12 \pm 5 \pm 8$	$0.4 \pm 0.1 \pm 0.9$
		3	$2.0 \pm 0.4 \pm 0.8$	$1.0 \pm 0.7 \pm 1.2$	$8 \pm 3 \pm 5$	$4 \pm 8 \pm 13$	$0.1 \pm 0.2 \pm 0.7$
	(2)	1	$1.58 \pm 0.03 \pm 0.09$	$1.2 \pm 0.1 \pm 0.2$	$7 \pm 2 \pm 3$	$5.0 \pm 0.7 \pm 0.7$	$0.35 \pm 0.04 \pm 0.07$
		2	$1.9 \pm 0.2 \pm 0.5$	$0.9 \pm 0.5 \pm 1.0$	$2 \pm 2 \pm 8$	$8 \pm 7 \pm 10$	$0.3 \pm 0.1 \pm 0.8$
		3	$2.7 \pm 0.2 \pm 0.7$	$1.5 \pm 0.5 \pm 1.4$	$1 \pm 3 \pm 8$	$17 \pm 8 \pm 17$	$-0.1 \pm 0.2 \pm 1.0$
Sél. trace faible qté	Tous	1	$1.62 \pm 0.03 \pm 0.05$	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.3$	$6.1 \pm 0.7 \pm 1.6$	$6.8 \pm 0.5 \pm 2.3$	$0.34 \pm 0.03 \pm 0.17$
		2	$1.8 \pm 0.1 \pm 0.2$	$0.1 \pm 0.9 \pm 1.4$	$6 \pm 1 \pm 6$	$8 \pm 4 \pm 15$	$0.5 \pm 0.1 \pm 0.9$
		3	$2.9 \pm 0.3 \pm 1.1$	$1.4 \pm 0.6 \pm 0.8$	$3 \pm 2 \pm 8$	$16 \pm 7 \pm 22$	$0.2 \pm 0.1 \pm 0.5$
	(1)	1	$1.64 \pm 0.04 \pm 0.09$	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.3$	$3.6 \pm 1.1 \pm 2.1$	$6.8 \pm 0.9 \pm 2.3$	$0.26 \pm 0.05 \pm 0.20$
		2	$1.8 \pm 0.2 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.7 \pm 1.0$	$5.5 \pm 2.3 \pm 2.1$	$14 \pm 5 \pm 5$	$0.2 \pm 0.1 \pm 1.0$
		3	$2.3 \pm 0.3 \pm 0.8$	$1.1 \pm 1.1 \pm 2.6$	$2.7 \pm 1.4 \pm 4.7$	$9 \pm 6 \pm 12$	$0.2 \pm 0.2 \pm 0.5$
	(2)	1	$1.66 \pm 0.03 \pm 0.06$	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.3$	$6.2 \pm 1 \pm 1.6$	$7.0 \pm 0.7 \pm 2.3$	$0.38 \pm 0.04 \pm 0.15$
		2	$1.7 \pm 0.2 \pm 0.2$	$1.2 \pm 0.8 \pm 1.7$	$15 \pm 7 \pm 17$	$3 \pm 4 \pm 9$	$0.4 \pm 0.1 \pm 0.9$
		3	$3.2 \pm 0.4 \pm 0.7$	$1.2 \pm 1.1 \pm 0.9$	$6.9 \pm 3.7 \pm 1.5$	$0.3 \pm 10.4 \pm 0.6$	$0.1 \pm 0.2 \pm 0.6$

TABLE 5.1 – Tableau de tous les paramètres de dégradation pour différentes sélections de type de traces, différentes périodes de prise de données *Run IIb1* (1) et *Run IIb2* (2) et différents types de traces (T). Les erreurs statistiques et les incertitudes systématiques sont aussi données.

Les paramètres ont été obtenus pour des traces étant au moins de moyenne qualité et pour des traces étant au moins de faible qualité. Ceci a été réalisé afin de savoir si la résolution en dépendait et donc, s'il était nécessaire d'avoir un jeu de paramètres de dégradation différent. Et, puisqu'il a été constaté que la résolution variait dans le temps, ces paramètres ont été déterminés dans différents lots de données localisés dans le temps : le *Run IIb1*, le *Run IIb2* et dans le cas où ces deux lots étaient mélangés. Comme il avait été décrit dans la sélection utilisée, il est demandé à ce que les traces des muons soient au moins de moyenne qualité.

À la vue des résultats de ce tableau, il est possible de conclure que les paramètres obtenus dans le cas où les traces devaient être au moins de faible qualité sont compatibles, dans les incertitudes, avec ceux obtenus à partir de la sélection standard. La différence existante sera donc incluse comme incertitude systématique dans les résultats finals. De la même manière, les résultats obtenus pour les traces de type 1 et ceux obtenus pour les traces de type 2 sont compatibles. Il a donc été décidé de fusionner ces deux types et de rechercher le nouveau jeu de paramètres adéquats pour les résultats finals ; cette fusion permettant, en outre, de réduire légèrement les erreurs statistiques. Enfin, puisque les paramètres *B*, *C* et *D* des traces de type 3 sont compatibles avec celles des traces de type 1, du fait de la très grande incertitude associée, il a été choisi d'utiliser les résultats obtenus pour les traces de type 1 tout en conservant leurs erreurs.

Résultats finals

Suivant les observations et conclusions précédentes, les résultats finals sont présentés dans la table 5.2. De plus, afin de s'assurer que ce nouveau mécanisme de dégradation des muons ne vient pas masquer un quelconque signal de nouvelle physique, il a été décidé de déterminer une suite de nouveaux jeux de paramètres ne mettant pas en œuvre la seconde gaussienne. Les analyses futures pourront alors décider du type de dégradation qu'ils souhaitent voir mis en œuvre.

Enfin, suite à l'instabilité de la méthode décrite lorsque la statistique vient à manquer, comme dans le cas des muons de type 3, les erreurs associées aux paramètres de la seconde gaussienne peuvent devenir très importantes. Cependant, elles perdent alors tout sens physique. C'est pourquoi, celles étant plus grande que 100% sont forcées à 100%.

Le détail des erreurs statistiques est résumé, respectivement pour les traces de type 1&2 et les traces de type 3 dans les tables 5.3 et 5.4.

		Type	$A(\times 10^{-3})$	$B(\times 10^{-2})$	$C(\times 10^{-2})$	$D(\times 10^{-3})$	$S(\times 10^{-2})$
Double Gaus.	Tous	1 & 2	1.68 ± 0.11	1.2 ± 0.3	4.7 ± 2.6	6.1 ± 1.8	0.32 ± 0.16
		3	2.6 ± 0.5	1.2 ± 1.2	4.7 ± 4.7	6 ± 6	0.1 ± 0.1
	Ilb1	1 & 2	1.61 ± 0.13	1.2 ± 0.5	4.3 ± 3.5	6.1 ± 2.1	0.23 ± 0.24
		3	2.1 ± 0.4	1.2 ± 1.2	4.3 ± 4.3	6 ± 6	0.0 ± 1.0
	Ilb2	1 & 2	1.72 ± 0.12	1.3 ± 0.4	4.7 ± 4.0	5.9 ± 1.5	0.35 ± 0.12
		3	2.6 ± 0.7	1.3 ± 1.3	4.7 ± 4.5	6 ± 6	0.1 ± 1.1
Simple Gaus.	Tous	1 & 2	1.82 ± 0.13	1.3 ± 0.5	0	0	0.35 ± 0.14
		3	2.7 ± 0.5	1.3 ± 1.3	0	0	0.0 ± 1.2
	Ilb1	1 & 2	1.72 ± 0.11	1.4 ± 0.6	0	0	0.28 ± 0.22
		3	2.0 ± 1.0	1.4 ± 1.4	0	0	0.1 ± 0.7
	Ilb2	1 & 2	1.86 ± 0.13	1.4 ± 0.6	0	0	0.39 ± 0.12
		3	3.2 ± 1.0	1.4 ± 1.4	0	0	0.1 ± 0.9

TABLE 5.2 – Paramètres de dégradation finals.

		Double gaussienne				Simple Gaussienne	
Erreur stat.		$\Delta A(\times 10^{-3})$	$\Delta B(\times 10^{-2})$	$\Delta C(\times 10^{-2})$	$\Delta D(\times 10^{-3})$	$\Delta A(\times 10^{-3})$	$\Delta B(\times 10^{-2})$
R. Ilbr & 2	Données J/ψ	0.0010	0.007	—	—	0	0
	Monte Carlo J/ψ	0.0090	0.114	—	—	0.0060	0.069
	Données Z	0.0180	0.066	0.32	0.2	0.0060	0.069
	Monte Carlo Z	0.0130	0.046	0.13	0	0.0090	0.021
	Erreurs finales	± 0.0239	± 0.140	± 0.35	± 0.2	± 0.0169	± 0.078
R. Ilbr	Données J/ψ	0	0	—	—	0.0070	0.013
	Monte Carlo J/ψ	0.0100	0.068	—	—	0.0100	0.097
	Données Z	0.0210	0.018	0.59	0.5	0.0220	0.050
	Monte Carlo Z	0.0050	0	0.33	0.2	0.0090	0.011
	Erreurs finales	± 0.0237	± 0.070	± 0.67	± 0.6	± 0.0267	± 0.111
R. Ilb2	Données J/ψ	0	0	—	—	0.0040	0.022
	Monte Carlo J/ψ	0.0150	0.092	—	—	0.0110	0.062
	Données Z	0.0200	0.031	0.78	0.5	0.0190	0.040
	Monte Carlo Z	0.0170	0.007	0.65	0.4	0.0140	0.032
	Erreurs finales	± 0.0302	± 0.097	± 1.02	± 0.6	± 0.0263	± 0.084

TABLE 5.3 – Détail des erreurs statistiques associées aux paramètres de dégradation finals pour les traces de types 1 et 2 du Run Ilb.

		Double gaussienne				Simple gaussienne	
Erreur stat.		$\Delta A(\times 10^{-3})$	$\Delta B(\times 10^{-2})$	$\Delta C(\times 10^{-2})$	$\Delta D(\times 10^{-3})$	$\Delta A(\times 10^{-3})$	$\Delta B(\times 10^{-2})$
R. Ilb1 & 2	Données J/ψ	0	0.180	—	—	0	0
	Monte Carlo J/ψ	0.1020	0.683	—	—	0.1550	0.626
	Données Z	0.1660	0.542	1.73	4.9	0.1830	0.457
	Monte Carlo Z	0.1240	0.461	1.44	4.6	0.1230	0.341
	Erreurs finales	± 0.2309	± 1.002	± 2.25	± 6.8	± 0.2695	± 0.847
R. Ilb1	Données J/ψ	0.0160	0.282	—	—	0.0750	0.627
	Monte Carlo J/ψ	0.1620	0.712	—	—	0.1740	0.742
	Données Z	0.2070	0.544	2.11	5.7	0.2490	0.732
	Monte Carlo Z	0.0370	0.297	1.38	4.5	0.1450	0.606
	Erreurs finales	± 0.2659	± 0.986	± 2.52	± 7.3	± 0.3448	± 1.360
R. Ilb2	Données J/ψ	0	0	—	—	0.0340	0.681
	Monte Carlo J/ψ	0.1560	0.792	—	—	0.2000	0.693
	Données Z	0.2390	0.796	1.06	3.4	0.2700	0.666
	Monte Carlo Z	0.1720	0.760	0.59	3.5	0.2300	0.693
	Erreurs finales	± 0.3332	± 1.356	± 1.22	± 5.0	± 0.4086	± 1.367

TABLE 5.4 – Détail des erreurs statistiques associées aux paramètres de dégradation finals pour les traces de types 3 du Run Ilb.

5.4.3 Détermination des incertitudes systématiques

Afin de tenir compte des effets de certains choix qui ont été fait durant cette étude, ceux-ci sont légèrement modifiés puis les paramètres de dégradation sont obtenus de nouveau. L'écart entre le résultat final présenté précédemment, dit de référence, et le résultat obtenu après variation d'un critère constitue l'incertitude systématique associée au choix effectué. Ces derniers concernent principalement les conditions de sélection des événements. Plus en détail, les incertitudes systématiques prises en compte sont :

Muon de faible qualité : il est requis que les muons soient au moins de faible qualité plutôt que de moyenne qualité ;

Trace de moyenne qualité (nouvelle version) : il est demandé à ce que la trace associée aux muons satisfassent au moins aux nouvelles conditions des traces dites de moyenne qualité. En effet, depuis le début de cette analyse, les conditions pour qu'une trace soit considérée comme de moyenne qualité ont évolué. Cette incertitude tient compte de cette évolution ;

Forte condition sur le $p_T(Z)$: la condition requise sur l'impulsion transverse des muons dans le lot d'événements du Z est augmentée de 20 GeV à 25 GeV. Cette incertitude systématique ne fait que varier la sélection sur les événements Z ; les événements de J/ψ ne sont pas impactés ;

Forte condition sur le $p_T(J/\psi)$: la condition requise sur l'impulsion transverse des muons dans le lot d'événements du J/ψ est augmentée de 3 GeV à 3,5 GeV. Cette incertitude systématique ne fait que varier la sélection sur les événements J/ψ ; les événements de Z ne sont pas impactés ;

Échelle de $p_T(J/\psi)$: le facteur d'échelle d'impulsion transverse est calculé à partir du décalage observé au niveau du pic de masse invariante du J/ψ et non plus du Z ;

Intervalle du χ^2 plus large : le χ^2 qui est calculé ordinairement sur un intervalle en masse invariante allant de 72 GeV à 108,5 GeV est modifié et s'étend alors de 67 GeV à 113,5 GeV ;

Trace de faible qualité : comme il a été décrit précédemment, cette incertitude systématique prend en compte l'évolution des paramètres de dégradation lorsque la condition sur la qualité de la trace doit être au minimum de faible qualité.

La table 5.5 détaille les incertitudes systématiques associées aux différents paramètres de dégradation pour les traces de type 1 & 2, *ie.* lorsque les deux muons ont interagit avec le SMT, pour les événements du *Run IIb*. Enfin, la table 5.6 détaille les incertitudes systématiques pour les traces de type 3.

5.5 Résolution associée à la mesure de l'impulsion transverse

Certaines analyses, comme la mesure de la masse du quark top par la méthode de l'élément de matrice, qui sera décrite dans la suite de ce manuscrit, nécessitent l'utilisation de fonctions de transfert. Dans le cas des muons, elles transforment leur impulsion transverse réelle en une impulsion similaire à celle qui aurait été mesurée par DØ, le tout, en respectant les effets de résolution du détecteur. Pour cela, il est nécessaire de mesurer la résolution de l'impulsion transverse des muons.

5.5.1 Détermination des paramètres de résolution

Il est supposé que, sous l'effet de résolution du détecteur, l'impulsion transverse d'un muon est modifiée selon l'équation 5.7. Afin d'étudier ces effets, il est nécessaire de déterminer les différents paramètres libres, ici de résolution, que sont A , B , C , D et S .

Dans la partie précédente, l'objectif était de déterminer des paramètres de dégradation de la résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des muons, permettant d'avoir un spectre de masse invariante similaire entre les données et les événements Monte-Carlo, en comparant l'impulsion transverse reconstruite des événements Monte-Carlo et des données. Cependant ici, il est question de

	Systématique	Double gaussienne				Simple gaussienne			
		$A(\times 10^{-3})$	$B(\times 10^{-2})$	$C(\times 10^{-2})$	$D(\times 10^{-3})$	$S(\times 10^{-2})$	$A(\times 10^{-3})$	$B(\times 10^{-2})$	$S(\times 10^{-2})$
Run IIb1 & 2	Référence	1.6780	1.210	4.70	6.1	0.3168	1.8180	1.330	0.3538
	Muon faible qualité	1.6620	1.430	4.90	5.6	0.3427	1.7780	1.430	0.3639
	Trace moyenne qualité (nouvelle version)	1.7620	1.130	6.30	6.3	0.3158	1.8980	0.990	0.3536
	Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	1.6860	1.190	4.90	6.1	0.2268	1.8220	1.410	0.2511
	Forte condition p_T (J/ψ) (3,5 GeV)	1.6780	1.150	—	—	—	1.8140	1.230	—
	Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.4322	—	—	0.4335
	Intervalle χ^2 large	1.7380	1.070	3.15	7.5	0.3035	1.8660	1.010	0.3382
	Trace faible qualité	1.6860	1.070	6.05	7.1	0.3287	1.8900	1.130	0.3907
	Erreurs finales	± 0.1050	± 0.313	± 2.62	± 1.8	± 0.1497	± 0.1245	± 0.533	± 0.1363
Run IIb1	Référence	1.6100	1.150	4.30	6.1	0.2340	1.7180	1.350	0.2776
	Muon faible qualité	1.5340	1.530	3.30	6.9	0.2373	1.6740	1.530	0.2719
	Trace moyenne qualité (nouvelle version)	1.6740	0.910	4.70	7.2	0.2321	1.7940	0.910	0.2745
	Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	1.5980	1.150	3.70	7.4	0.1119	1.7260	1.350	0.1419
	Forte condition p_T (J/ψ) (3,5 GeV)	1.6140	1.130	—	—	—	1.7180	1.150	—
	Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.4382	—	—	0.4381
	Intervalle χ^2 large	1.6380	1.150	3.30	6.8	0.2264	1.7700	1.110	0.2649
	Trace faible qualité	1.5420	1.010	7.30	6.3	0.2203	1.7580	1.250	0.2948
	Erreurs finales	± 0.1242	± 0.471	± 3.39	± 2.0	± 0.2384	± 0.1099	± 0.577	± 0.2113
Run IIb2	Référence	1.7160	1.270	4.70	5.9	0.3540	1.9812	1.750	0.0959
	Muon faible qualité	1.7000	1.410	5.30	5.3	0.3840	1.7562	2.850	0.2665
	Trace moyenne qualité (nouvelle version)	1.8160	0.990	7.70	5.6	0.3515	2.5062	1.350	0.3720
	Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	1.7520	1.190	6.30	5.3	0.2786	2.2437	0.150	0.0125
	Forte condition p_T (J/ψ) (3,5 GeV)	1.7280	1.230	—	—	—	2.0937	2.250	—
	Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.4311	—	—	0.6721
	Intervalle χ^2 large	1.7320	1.090	5.50	5.6	0.3313	2.4687	0.750	-0.0217
	Trace faible qualité	1.7320	1.150	6.30	6.9	0.3714	2.4312	0.150	0.1955
	Erreurs finales	± 0.1104	± 0.390	± 3.88	± 1.3	± 0.1155	± 0.9208	± 2.509	± 0.6841

TABLE 5.5 – Paramètres de dégradation obtenus pour différentes qualités de muons et différentes conditions sur les traces de types 1 & 2. L'incertitude systématique totale est obtenue en calculant la différence avec la valeur de référence puis en sommant le tout en quadrature.

	Systématique	Double gaussienne					Simple gaussienne		
		$A (\times 10^{-3})$	$B (\times 10^{-3})$	$C (\times 10^{-2})$	$D (\times 10^{-3})$	$S (\times 10^{-2})$	$A (\times 10^{-3})$	$B (\times 10^{-3})$	$S (\times 10^{-2})$
Run IIb1 & 2	Référence	2.6062	1.210	4.70	6.1	0.1292	2.6812	2.150	-0.0046
	Muon faible qualité	2.3062	3.050	7.90	0.3	0.6238	2.6062	2.250	0.4047
	Trace moyenne qualité (nouvelle version)	2.9812	0.950	5.90	8.6	0.5310	2.9062	1.150	0.2597
	Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	2.6062	0.550	6.70	1.1	0.1698	2.8687	0.050	-0.1738
	Forte condition p_T (J/ψ) (3,5 GeV)	2.5687	2.250	—	—	—	2.6062	2.750	—
	Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.8726	—	—	0.9202
	Intervalle χ^2 large	2.5312	1.950	4.50	5.1	0.3231	2.8687	1.350	0.1457
	Trace faible qualité	2.6437	0.950	3.30	19.3	0.2192	2.9062	0.350	0.5176
	Erreurs finales	± 0.4889	± 2.363	± 4.20	± 15.5	± 1.0030	± 0.4275	± 2.344	± 1.1903
Run IIb1	Référence	2.0937	1.150	4.30	6.1	0.0198	1.9812	1.750	0.0959
	Muon faible qualité	1.9437	2.550	2.70	5.6	0.3886	1.7562	2.850	0.2665
	Trace moyenne qualité (nouvelle version)	1.8687	1.150	7.10	6.8	0.4355	2.5062	1.350	0.3720
	Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	2.0937	0.550	2.10	9.6	-0.0207	2.2437	0.150	0.0125
	Forte condition p_T (J/ψ) (3,5 GeV)	2.1312	2.350	—	—	—	2.0937	2.250	—
	Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.7464	—	—	0.6721
	Intervalle χ^2 large	2.0937	2.050	5.10	5.1	0.2039	2.4687	0.750	-0.0217
	Trace faible qualité	2.1687	0.150	4.30	10.6	-0.0980	2.4312	0.150	0.1955
	Erreurs finales	± 0.2831	± 2.360	± 3.98	± 5.8	± 0.9414	± 0.9208	± 2.509	± 0.6841
Run IIb2	Référence	2.6062	1.270	4.70	5.9	0.0839	3.1687	0.050	0.1409
	Muon faible qualité	2.8687	1.950	4.10	1.1	0.5582	2.8687	2.350	0.5846
	Trace moyenne qualité (nouvelle version)	3.0187	0.950	4.90	11.1	0.4136	2.9062	0.850	0.3681
	Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	2.6062	0.450	2.50	12.6	-0.0767	2.8687	0.150	-0.1928
	Forte condition p_T (J/ψ) (3,5 GeV)	2.7937	2.450	—	—	—	2.6437	2.850	—
	Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.9420	—	—	0.7504
	Intervalle χ^2 large	2.6062	2.350	1.50	11.8	0.4614	2.6062	2.250	0.2823
	Trace faible qualité	3.0187	0.850	2.90	19.3	0.1747	2.9437	0.350	0.4684
	Erreurs finales	± 0.6666	± 1.993	± 4.32	± 17.6	± 1.1166	± 0.9442	± 2.598	± 0.9266

TABLE 5.6 – Paramètres de dégradation obtenus pour différentes qualités de muons et différentes conditions sur les traces de type 3. L'incertitude systématique totale est obtenue en calculant la différence avec la valeur de référence puis en sommant le tout en quadrature.

mesurer l'effet du détecteur et donc de comparer l'impulsion transverse générée des muons avec leur impulsion reconstruite. Même si les paramètres libres ont le même symbole que précédemment, ils ne sont plus reliés à la dégradation de la simulation de la mesure de l'impulsion transverse des muons mais à la résolution associée à cette mesure.

Afin de les déterminer, une méthode similaire à celle décrite pour la détermination des paramètres de dégradation est mise en place, à la seule différence que la masse invariante des événements Monte-Carlo est reconstruite à partir de l'impulsion transverse générée des muons. À titre d'illustration, la figure 5.20 compare les spectres de masse invariante des processus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et $Z, \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$, obtenus dans les données et dans les événements Monte-Carlo.

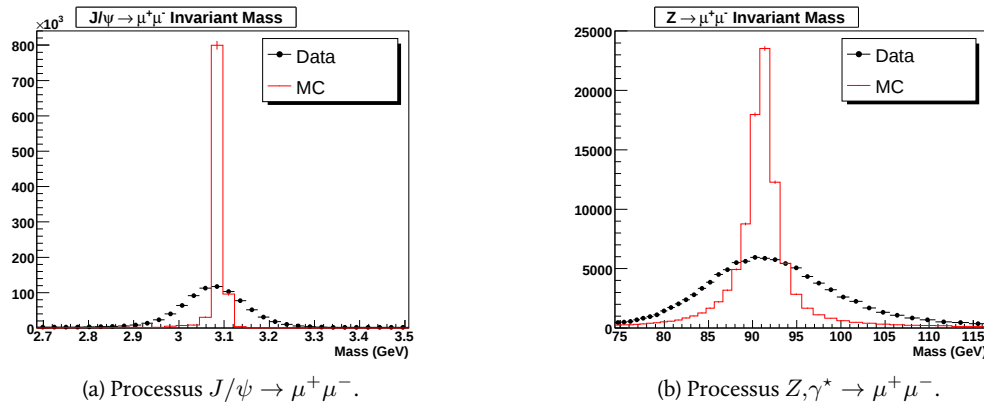


FIGURE 5.20 – Comparaison de distributions de masse invariante produites à partir des données et des événements Monte-Carlo. Les muons utilisés ici ont interagit avec le SMT et satisfont à $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$.

5.5.2 Résultat des paramètres de résolution

Les résultats de l'étude pour les trois types de traces et les deux différentes périodes de prise de données sont présentés, avec les erreurs statistiques puis les incertitudes systématiques associées discutées ci-dessous, dans le tableau 5.7

	T.	A ($\times 10^{-3}$)	B ($\times 10^{-2}$)	C ($\times 10^{-2}$)	D ($\times 10^{-3}$)	S ($\times 10^{-2}$)
Tous	1	$2.18 \pm 0.03 \pm 0.07$	$2.28 \pm 0.09 \pm 0.23$	$3.9 \pm 0.6 \pm 0.7$	$6.9 \pm 0.6 \pm 0.5$	$0.41 \pm 0.04 \pm 0.30$
	2	$2.48 \pm 0.13 \pm 0.34$	$2.84 \pm 0.27 \pm 0.97$	$3.4 \pm 1.2 \pm 4.5$	$10 \pm 3 \pm 3$	$0.8 \pm 0.1 \pm 1.2$
	3	$3.8 \pm 0.3 \pm 0.4$	$2.4 \pm 0.5 \pm 1.9$	$0.5 \pm 2.5 \pm 6.4$	$9.5 \pm 2.0 \pm 2.2$	$0.1 \pm 0.1 \pm 0.9$
R. IIb1	1	$2.12 \pm 0.03 \pm 0.05$	$2.28 \pm 0.05 \pm 0.24$	$3.5 \pm 0.8 \pm 1.4$	$6.9 \pm 0.6 \pm 0.8$	$0.33 \pm 0.05 \pm 0.31$
	2	$2.23 \pm 0.13 \pm 0.40$	$2.92 \pm 0.33 \pm 0.95$	$5.9 \pm 0.5 \pm 0$	$7.9 \pm 0.6 \pm 1.9$	$0.8 \pm 0.1 \pm 1.4$
	3	$3.5 \pm 0.2 \pm 0.2$	$3.5 \pm 0.7 \pm 1.1$	$2.5 \pm 2.0 \pm 4.8$	$7.3 \pm 0.3 \pm 1.3$	$0.08 \pm 0.19 \pm 0.77$
R. IIb2	1	$2.18 \pm 0.03 \pm 0.07$	$2.27 \pm 0.07 \pm 0.24$	$5.4 \pm 0.9 \pm 2.9$	$5.7 \pm 0.7 \pm 1.7$	$0.46 \pm 0.04 \pm 0.36$
	2	$2.48 \pm 0.12 \pm 0.35$	$2.72 \pm 0.30 \pm 0.74$	$3.4 \pm 1.6 \pm 5.0$	$6.7 \pm 0.9 \pm 1.7$	$0.9 \pm 0.1 \pm 1.3$
	3	$4.1 \pm 0.1 \pm 0.6$	$2.5 \pm 0.4 \pm 1.6$	$4.0 \pm 1.2 \pm 2.5$	$6.7 \pm 2.2 \pm 1.4$	$-0.3 \pm 0.2 \pm 1.1$

TABLE 5.7 – Paramètres de résolution pour les différents types de traces et les différentes périodes de prise de données.

Et, pour les mêmes raisons que précédemment, les types 1 & 2 sont fusionnés. Les résultats finals sont alors donnés dans la table 5.8 pour les deux périodes de prise de données mélangées : *Run IIb1* et *Run IIb2*.

Type	A ($\times 10^{-3}$)	B ($\times 10^{-2}$)	C ($\times 10^{-2}$)	D ($\times 10^{-3}$)	S ($\times 10^{-2}$)
1 & 2	$2.49 \pm 0.13 \pm 0.34$	$2.3 \pm 0.3 \pm 0.2$	$3.9 \pm 1.2 \pm 3.7$	$6.9 \pm 3.2 \pm 5.7$	$0.8 \pm 0.1 \pm 1.2$
3	$3.8 \pm 0.3 \pm 0.4$	$2.4 \pm 0.5 \pm 1.9$	$0.5 \pm 2.5 \pm 6.4$	$9.5 \pm 2.0 \pm 2.2$	$0.1 \pm 0.1 \pm 0.9$

TABLE 5.8 – Paramètres de résolution finals pour les *Run IIb1* et *Run IIb2* mélangés.

5.5.3 Erreurs statistiques associées

La méthode pour déterminer les erreurs statistiques est la même que précédemment et est basée sur un ensemble de pseudo-expériences. Le résultat, pour les muons ayant interagit avec le SMT, est présenté dans la table 5.9.

Erreur stat.	$\Delta A(\times 10^{-3})$	$\Delta B(\times 10^{-2})$	$\Delta C(\times 10^{-2})$	$\Delta D(\times 10^{-3})$
Données J/ψ	0	0	—	—
Monte Carlo J/ψ	0.0790	0.235	—	—
Données Z	0.0900	0.108	0.93	2.1
Monte Carlo Z	0.0610	0.055	0.69	2.4
Erreurs finales	± 0.1343	± 0.265	± 1.16	± 3.2

TABLE 5.9 – Erreurs statistiques associées aux paramètres de résolution pour les muons ayant interagit dans le SMT.

5.5.4 Incertitudes systématiques associées

Là encore, les incertitudes systématiques sont calculées de la même manière que précédemment. La table 5.10 les résume pour des muons ayant interagit avec le SMT.

Systématique	$A(\times 10^{-3})$	$B(\times 10^{-2})$	$C(\times 10^{-2})$	$D(\times 10^{-3})$	$S(\times 10^{-2})$
Référence	2.4875	2.275	3.91	6.9	0.8335
Muons faible qualité	2.6375	2.237	3.88	11.3	0.6425
Trace moyenne qualité (nouvelle version)	2.7125	2.287	6.06	10.1	0.8726
Forte condition p_T (Z) (25 GeV)	2.3375	2.937	3.73	8.8	−.2430
Forte condition p_T (J/ψ) (3.5 GeV)	2.3625	3.212	—	—	—
Échelle de p_T (J/ψ)	—	—	—	—	0.3686
Intervalle χ^2 large	2.4125	2.487	6.96	7.6	0.8383
Erreurs finales	± 0.3418	± 1.168	± 3.73	± 5.7	± 1.1887

TABLE 5.10 – Paramètres de résolutions obtenus pour différentes qualités de muons et différentes conditions sur les traces de type 1 & 2. L'incertitude systématique totale est obtenue en calculant la différence avec la valeur de référence puis en sommant le tout en quadrature.

5.5.5 Résultats avec les paramètres de résolution

Afin de vérifier la bonne détermination des paramètres de résolution, il est possible de comparer le spectre en masse invariante produit à partir des données et des événements Monte-Carlo tenant compte de la résolution. Cette comparaison, présentée sur la figure 5.21 montre un très bon accord au niveau des pics de masse invariante du J/ψ et du Z .

La figure 5.22 compare la queue de distribution de la masse invariante avant et après la dégradation de l'impulsion transverse des muons et montre un accord bien meilleur grâce à cette nouvelle méthode.

À ce stade, il est alors possible de déterminer la résolution relative de l'impulsion transverse des muons à partir des paramètres de résolution déterminés. Pour cela, deux approches sont utilisées.

La première consiste à considérer seulement le cœur de la gaussienne de résolution :

$$\sigma\left(\frac{q}{p_T}\right) = \frac{R_{\text{CFT}}^2}{L^2} \left(A \oplus \frac{B\sqrt{\cosh \eta_{\text{det}}}}{p_T} \right) \quad (5.11)$$

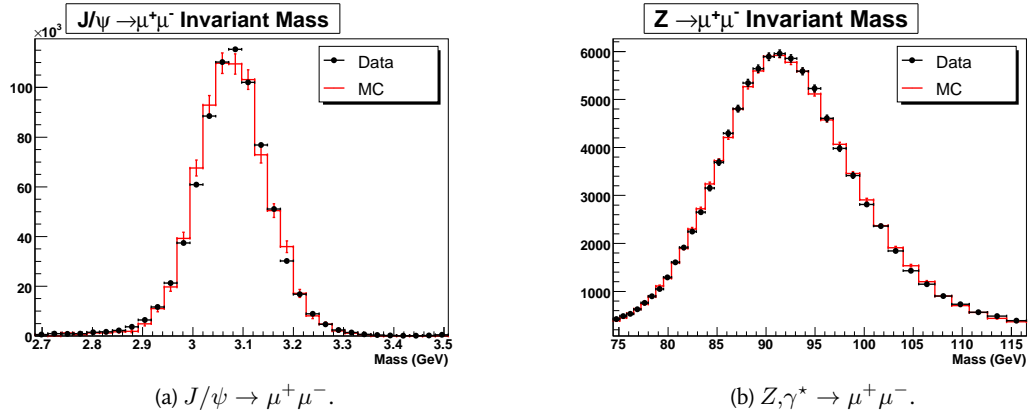


FIGURE 5.21 – Comparaison des distributions en masse invariante produites à partir des données et des événements Monte-Carlo dégradés à partir des paramètres de résolution déterminés. Les muons ont interagit avec le SMT et satisfont à $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$.

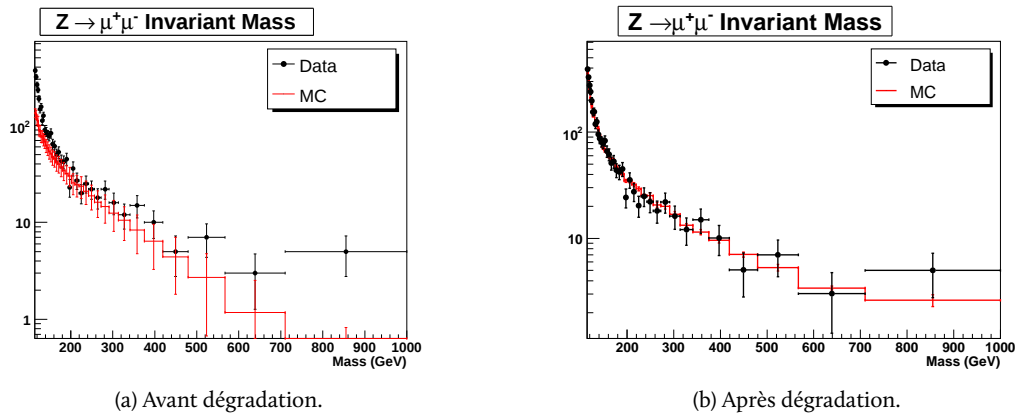


FIGURE 5.22 – Comparaison de la queue des distributions en masse invariante produites à partir des données et des événements Monte-Carlo dégradés ou non à partir des paramètres de résolution déterminés. Les muons ont interagit avec le SMT et satisfont à $|\eta_{\text{det}}| < 1,6$.

Cependant, il est important de prendre garde au fait que le paramètre A a été déterminé en prenant en compte la présence d'une seconde gaussienne. Par conséquent, si une seule gaussienne avait été utilisée, ce terme aurait été relativement plus important.

La seconde approche tient compte du cœur mais aussi de la queue de résolution, ensemble. Pour ce faire, la résolution est définie comme étant l'écart quadratique moyen de la double gaussienne de la formule 5.7. D'où :

$$\frac{\text{RMS}(p_T)}{p_T} = \frac{\text{RMS}(1/p_T)}{1/p_T} = \frac{R_{\text{CFT}}}{L} \sqrt{(1-C)A^2 p_T^2 + CD^2 p_T^2 + B^2 \cosh(\eta_{\text{det}})} \quad (5.12)$$

Ces deux résolutions sont alors respectivement présentées sur les figures 5.23a et 5.23b pour des muons ayant interagit avec le SMT et satisfaisant à $|\eta_{\text{det}}| = 0$.

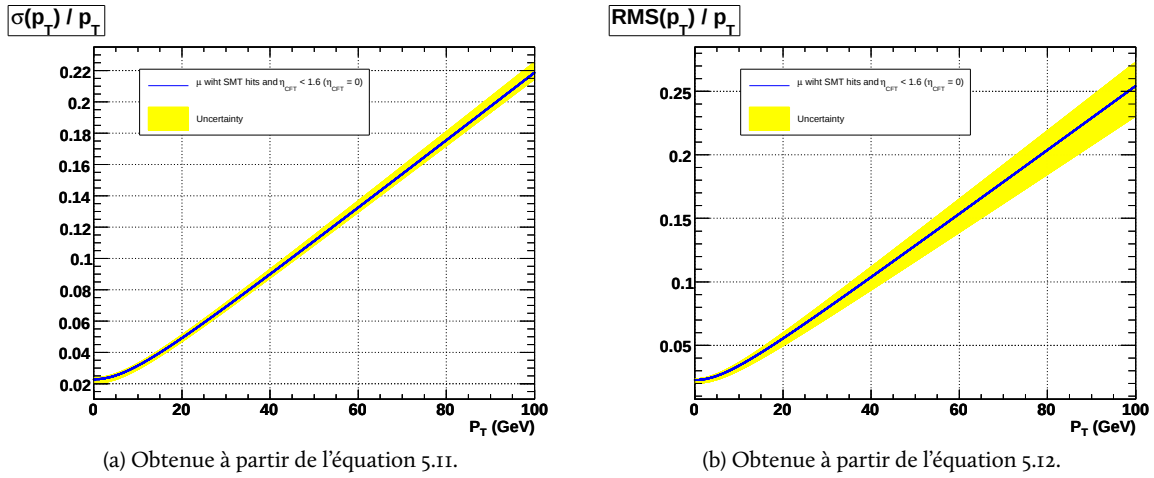


FIGURE 5.23 – Résolution relative de l'impulsion transverse des muons avec les incertitudes associées, pour des muons ayant interagit avec le SMT et satisfaisant à $|\eta_{\text{det}}| = 0$.

5.6 Conclusion

Les événements Monte-Carlo jouent un rôle crucial dans le bon déroulement d'une analyse. Cependant, ceux-ci ne sont utiles que s'ils sont en accord avec les observations faites à partir des données collectées. Dans le cas des muons simulés, différents points de divergence peuvent être observés et en particulier lorsqu'une comparaison est faite entre les distributions en masse invariante produites à partir des données et des événements Monte-Carlo. Le désaccord majeur qui apparaît à haute masse reconstruite ne semble provenir ni d'événements ayant une caractéristique particulière ni de nouvelle physique. Cependant, il peut s'expliquer par une mauvaise reconstruction de l'impulsion transverse de certains muons. Pour que cet effet observé soit reproduit par les événements simulés, il est indispensable de mettre en place une nouvelle méthode de dégradation des muons, utilisant dorénavant une seconde gaussienne qui aura pour rôle de dégrader davantage une petite fraction des muons, et ce, de manière aléatoire. D'autres points de divergences comme : un désaccord apparaissant avec η_{det} grandissant, un décalage des pics de masse invariante et une dégradation de la résolution avec le temps, peuvent être aussi pris en compte via : l'effet de bras de levier, le facteur d'échelle de l'impulsion transverse et la détermination de paramètres de dégradation dépendant du temps. Ce travail, qui a été mis en place dans les outils d'analyse de DØ, a alors permis d'établir tout une série de jeux de paramètres que les physiciens pourront choisir suivant la tâche à réaliser et qui conduisent à un accord bien meilleur dans les distributions de masse invariante. Dans un autre temps, la résolution de l'impulsion transverse des muons a pu être remesurée prenant en compte l'évolution du détecteur dans le temps.

À ce jour, les raisons pour lesquelles l'impulsion transverse de certains muons n'est pas bien mesurée n'est pas comprise.

5.7 Bibliographie

- [1] R. Brun *et al.*, *GEANT : Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual*, 1978, CERN DD 78-2.
- [2] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy et D. Vilanova, « Muon Momentum Oversmearing for p20 Data », 2007, DØ Note 5449.
- [3] A. Croc, V. Sharyy et B. Tuchming, « Investigation on Muon Momentum Resolution Tail », mai 2010, DØ Note 6066.
- [4] A. Croc, F. Déliot, H. Greenlee, A. Santos, V. Sharyy, B. Tuchming, M. Vesterinen et T. Wyatt, « Muon Momentum Oversmearing Update for p20 Data », avril 2010, DØ Note 6031.



Troisième partie

Mesure de la masse du quark top

« Ce qui reste éternellement incompréhensible dans la nature, c'est qu'on puisse la comprendre. »

Albert Einstein

Grâce aux collisions qui ont lieu au sein du détecteur DØ, à l'enregistrement de leurs produits puis à leur reconstruction, il est possible d'étudier les processus physiques associés. En particulier la production de paires de quark top-anti-top permet d'étudier ses caractéristiques comme sa masse. Pour ce faire, il est nécessaire de mettre en place une liste de conditions que doivent satisfaire les événements choisis afin de séparer le signal du bruit de fond. Ensuite, un algorithme de mesure du paramètre considéré — ici, la masse de ce quark — doit être développé, testé sur des événements Monte-Carlo et enfin appliqué sur les données pour effectuer la mesure.

Dans un second temps, il est nécessaire d'optimiser les différentes parties de l'étude afin de minimiser aussi bien les erreurs statistiques que les incertitudes systématiques.

Cette partie commencera par définir la sélection des événements top-anti-top, pour présenter ensuite le développement de la méthode de mesure de la masse du quark top retenue et les résultats de son utilisation dans différents canaux di-leptoniques et pour différentes périodes de prise de données. Ensuite, un travail d'optimisation de la mesure de certaines incertitudes systématiques sera détaillé pour se conclure par une étude sur l'optimisation de la sélection des événements top-anti-top à partir de l'identification des jets issus de quarks b . Ce dernier point permettra de mettre en lumière une voie d'amélioration pertinente de la sélection qui sera utilisée lors de la mesure finale de la masse du quark top.

Sommaire

- 6.1 Données et événements simulés utilisés
- 6.2 Correction des événements simulés
- 6.3 Sélection des événements
- 6.4 Évaluation du bruit de fond instrumental
- 6.5 Conclusion
- 6.6 Bibliographie

Chapitre

6

Sélection des événements top–anti-top dans les canaux di-leptoniques

Ce qui compte ne peut pas toujours être compté, et ce qui peut être compté ne compte pas forcément.

Albert Einstein

QUELLES QUE SOIENT LES PROPRIÉTÉS du quark top à étudier et les méthodes à employer, il est indispensable de produire un lot d'événements enrichi en événements de signal, ici la production et désintégration de paire de quarks top–anti-top dans les canaux di-leptoniques (cf. Chap. 1) :

$$t\bar{t} \rightarrow l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l b\bar{b} \text{ avec } l = \{e, \mu\} \quad (6.1)$$

et un minimum de bruit de fond. Pour ce faire, les produits du processus considéré et leur caractéristiques particulières doivent être étudiés afin d'en tirer profit, en ajustant au mieux les conditions de sélection que devront satisfaire les événements candidats. Un travail de recherche de variables discriminantes entre les événements de signal et de bruit de fond, doit être mené dans le but d'augmenter la pureté du lot d'événements obtenu au final. Ce dernier point est cependant facilité lorsque l'étude du quark top est menée dans les canaux di-leptoniques, malgré leur faible rapport d'embranchement (cf. Fig. 6.1a). En effet, du fait de la présence de seulement deux jets engendrés par les deux quarks b , de deux leptons et de l'énergie transverse manquante dans l'état final (cf. Fig. 6.1b), ces canaux présentent une signature propre et facilement identifiable qui limite alors la quantité de bruit de fond irréduc-

tible¹. En revanche, l'analyse décrite dans ce manuscrit ne se limite qu'aux canaux di-leptoniques où les paires de leptons produits sont respectivement ee , $e\mu$ et $\mu\mu$.

La suite de ce chapitre détaille la sélection [1] et la production de lots de données puis d'événements Monte-Carlo contenant une majorité d'événements top-anti-top, exploitables pour la mesure de la masse de ce quark, décrite dans le chapitre suivant.

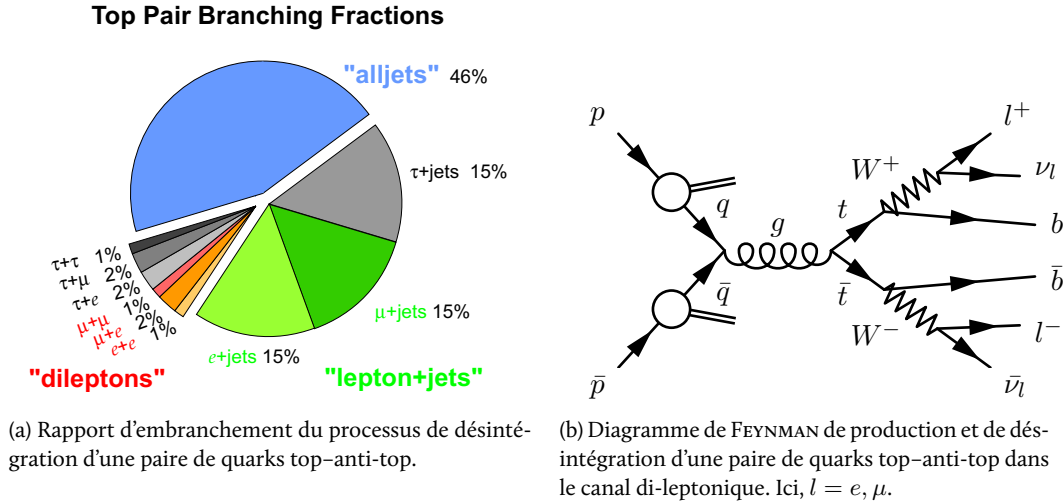


FIGURE 6.1 – Rapports d'embranchement et diagramme de FEYNMAN pour les canaux di-leptoniques.

6.1 Données et événements simulés utilisés

6.1.1 Les données

Les données utilisées pour cette analyse ont été acquises du 20 avril 2002 au 13 juin 2009 et correspondent aux trois périodes de prise de données nommées *Run IIa*, *Run IIb1* et *Run IIb2*. Ces deux dernières sont étudiées ensemble sans aucune distinction et seront appelées dans la suite *Run IIb*. En revanche, du fait de la modification de certaines parties du détecteur entre le *Run IIa* et le *Run IIb*, ces deux jeux sont analysés séparément. Leur luminosité intégrée respective est de $1,1 \text{ fb}^{-1}$ et de $4,3 \text{ fb}^{-1}$.

6.1.2 Les événements simulés

Afin de prévoir la quantité de bruit de fond, d'étalonner la méthode d'analyse et de contrôler les étapes de la sélection, il est nécessaire d'utiliser des événements Monte-Carlo simulant aussi bien le signal que le bruit de fond possible. Les événements de bruit de fond sont formés, en majorité, de tous les processus physiques ayant des produits similaires au signal dans l'état final. Ceux sont :

- les processus : $Z \rightarrow l^+l^- + \text{jet}$ avec $l = \{e, \mu, \tau\}$ où le bruit de fond principal pour les différents canaux est : $Z \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{jet}$ pour le canal $e\mu$, $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$ pour le canal ee et $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{jet}$ pour le canal $\mu\mu$. Il est à noter que, comme il sera discuté au chapitre 7, il est aussi nécessaire de tenir compte du processus : $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow l^+l^- + \text{jet}$ où $l = \{e, \mu\}$ pour ces deux derniers canaux ;
- les événements di-bosons : WW , WZ et ZZ , qui ont une contribution pour les trois canaux ;
- le bruit de fond provenant de bruits instrumentaux : dans les événements multi-jets ou $W + \text{jet}$, des jets peuvent être identifiés comme des électrons ou des muons, provenant de la désintégration semi-leptonique de hadrons beaux contenus dans des jets issus de quarks b , peuvent être reconstruits comme étant isolés.

1. Un événement de bruit de fond est dit irréductible lorsque celui-ci a une signature comparable à celle d'un événement de signal et qu'il n'est alors pas possible de les distinguer.

Pour produire ces événements Monte-Carlo, différents générateurs sont utilisés (cf. Tab. 6.1). En particulier, pour les événements de signal et le bruit de fond principal $Z \rightarrow l^+l^-$, le générateur ALPGEN, dans sa version 2.11, est utilisé pour générer le processus dur, puis le générateur PYTHIA, dans sa version 6.409 et possédant un paramétrage (*tune*) spécifique à DØ et basé sur le *tune A*, permet de simuler la partie hadronisation. L'interface entre les deux utilise la procédure d'association MLM. ALPGEN permet de générer différents nombres de partons légers supplémentaires dans l'état final : de 0 à 2 pour les événements de signal et jusqu'à 3 pour les événements de bruit de fond $Z \rightarrow l^+l^-$.

Pour chaque événement généré, des événements de biais nul provenant des données (cf. Sec. 3.7.4) y sont superposés afin de tenir compte des effets d'empilement et d'interactions multiples. Le tout est ensuite normalisé à la luminosité intégrée des données utilisées, $\int \mathcal{L} dt$, via le poids w défini par :

$$w = \frac{\sigma \times \int \mathcal{L} dt}{N_{\text{evts}}} \quad (6.2)$$

où σ est la section efficace théorique du processus correspondant, calculée aux ordres suivants dans la théorie des perturbations : à l'ordre *Next-to-Next-to-Leading Order* (NNLO) pour les événements Z et à l'ordre *Next-to-Leading Order* (NLO) pour les autres (cf. Tab. 6.1), et N_{evts} , le nombre d'événements Monte-Carlo disponible.

Processus	Générateur	Section efficace [pb]
$t\bar{t} \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $m_t = 165$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	9,44
$t\bar{t} \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $m_t = 170$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	8,06
$t\bar{t} \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $m_t = 172,5$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	7,45
$t\bar{t} \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $m_t = 175$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	6,90
$t\bar{t} \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$, $m_t = 180$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	5,93
$Z, \gamma^* \rightarrow ll$, $m_{ll} = 15 - 75$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	498
$Z, \gamma^* \rightarrow ll$, $m_{ll} = 75 - 130$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	238
$Z, \gamma^* \rightarrow ll$, $m_{ll} = 130 - 250$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	1,83
$Z, \gamma^* \rightarrow ll$, $m_{ll} > 250$ GeV	ALPGEN+PYTHIA	0,154
WW	PYTHIA	11,6
WZ	PYTHIA	3,25
ZZ	PYTHIA	1,33

TABLE 6.1 – Liste des processus physiques simulés par des générateurs Monte-Carlo avec leur section efficace correspondante.

Enfin, le bruit de fond instrumental, dont une discussion plus détaillée est donnée dans la suite de ce chapitre, est mesuré à partir des données (cf. Sec. 6.4).

6.2 Correction des événements simulés

Comme il a été décrit dans le chapitre 5 traitant de l'amélioration de la simulation des muons, la simulation du détecteur présente un certain nombre de lacunes qu'il est nécessaire de corriger afin d'obtenir un meilleur accord entre les données et ces événements Monte-Carlo. Une autre source de désaccord provient de l'imperfection des générateurs d'événements. Et, bien que le désaccord ait été résolu pour les muons, un travail similaire est nécessaire pour corriger d'autres objets. Ils se distinguent en trois parties : les corrections à appliquer aux événements, qui seront traitées dans un premier temps, celles à apporter aux objets reconstruits, comme dans le cas des muons, discutées ensuite, puis enfin, celles permettant de tenir compte de l'efficacité du système de déclenchement.

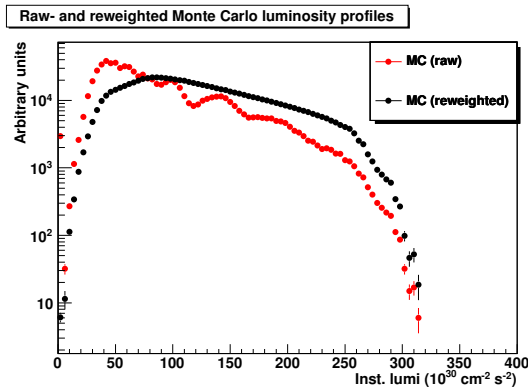
6.2.1 Correction des événements

Trois type de corrections sont appliquées aux événements Monte-Carlo et permettent de corriger : la luminosité instantanée, le profil longitudinal du point d'interaction et l'impulsion transverse du boson Z . Pour ce faire, des poids sont déterminés puis associés à chaque événement Monte-Carlo. Ils sont ensuite pris en compte dans le calcul de l'efficacité des sélections ou lors de la production d'histogrammes. Ces corrections sont importantes afin de ne pas sur-estimer l'efficacité des sélections.

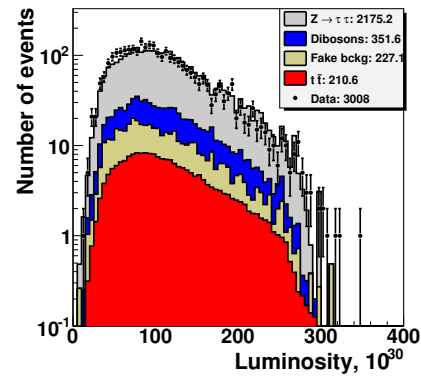
Correction de la luminosité instantanée

Pour simuler les effets d'interactions multiples et d'empilement dans les détecteurs, des événements de biais nul sont ajoutés à chaque événement Monte-Carlo. Cependant, le terme de déclenchement associé à la prise de ces données (cf. Sec. 3.7.4) est aléatoire et indépendant de la luminosité instantanée délivrée. C'est pourquoi, puisque la luminosité décroît exponentiellement avec le temps, peu d'événements seront enregistrés à haute luminosité tandis que beaucoup seront acquis à basse luminosité. Or, les événements Monte-Carlo sont générés sur tout l'intervalle en luminosité instantanée étudié. Pour ces raisons, l'ajout d'événements de biais nul modifie notablement le profil de luminosité instantanée des événements Monte-Carlo. Pour avoir une bonne estimation de l'efficacité, ce profil doit être corrigé afin d'être en accord avec les données.

Pour ce faire, un poids additionnel, qui représente le rapport des deux distributions de la luminosité instantanée des données et des événements Monte-Carlo avant sélection, est déterminé [2]. Le résultat, présenté sur la figure 6.2, rend compte de la nécessité et du bon fonctionnement de cette correction.



(a) Comparaison entre les événements Monte-Carlo non-corrigés et corrigés.



(b) Comparaison entre les données et les événements Monte-Carlo corrigés.

FIGURE 6.2 – Comparaison du spectre de la luminosité instantanée avant et après sa correction dans les événements Monte-Carlo avec les données du *Run IIb*.

Correction du profil longitudinal du point d'interaction

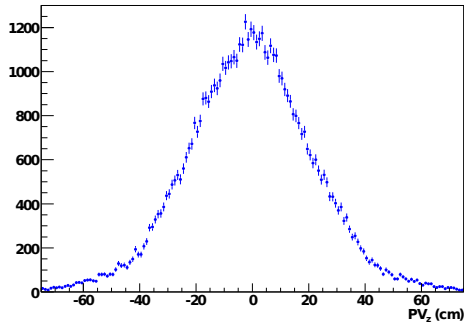
Afin de simuler la variation longitudinale du point d'interaction², celle-ci est déterminée aléatoirement selon une fonction gaussienne centrée sur le centre du détecteur et de largeur 25 cm. Cependant, la distribution du point d'interaction selon l'axe du faisceau ne suit pas exactement une telle fonction dans les données (cf. Fig. 6.3a). Pour corriger cet effet, ce profil est ajusté [3] (cf. Fig. 6.3b) par

2. Ceci provient de l'étalement des paquets de protons et d'antiprotons selon l'axe longitudinal.

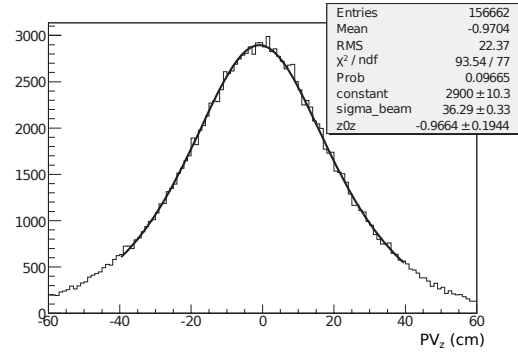
la fonction :

$$f(z) = \frac{A}{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{z - z_{0,x}}{\beta_x^*}\right)^2\right) \times \left(1 + \left(\frac{z - z_{0,y}}{\beta_y^*}\right)^2\right)}} \times e^{-\frac{(z - z_0,z)^2}{2\sigma_z^2}} \quad (6.3)$$

avec A étant un paramètre libre de l'ajustement et les autres variables : z_0 , β^* et σ_z , qui correspondent aux caractéristiques du faisceau³ et varient dans le temps ; ces derniers étant mesurés à partir des données du Tevatron via la taille transverse du faisceau en fonction de z . Alors, il est possible de corriger le profil dans les événements Monte-Carlo en calculant le rapport entre la fonction $f(z)$ ainsi déterminée et le profil simulé.



(a) Profil observé dans les données.



(b) Profil ajusté avec la fonction $f(x)$.

FIGURE 6.3 – Profil longitudinal du point d'interaction dans les données et un exemple d'ajustement.

Correction de l'impulsion transverse du boson Z

Dans les événements contenant un boson Z produit par le générateur ALPGEN, les radiations émises dans l'état initial ou *Initial State Radiations (ISR)* ne sont pas convenablement simulées. Cela engendre une mauvaise simulation de l'impulsion transverse du boson Z (cf. Fig. 6.4a). Afin de corriger cet effet, un algorithme a été développé [4].

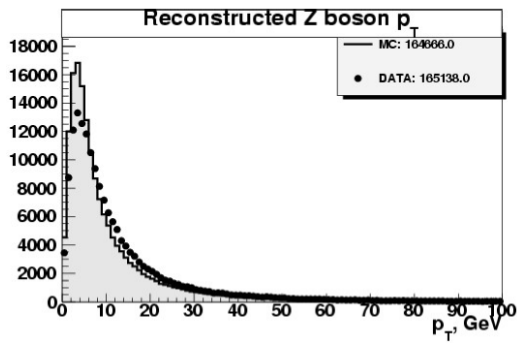
Dans un premier temps, le spectre de l'impulsion transverse du boson Z est mesuré dans les données à partir d'événements $Z \rightarrow ee$ [5]. Puis, celui-ci est comparé au spectre obtenu à partir d'événements Monte-Carlo afin de calculer le facteur de pondération w à leur appliquer. Celui-ci est obtenu en utilisant les fonctions d'ajustement suivantes :

$$\begin{cases} w = \left(p_0 + p_1 \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{p_T^Z - p_2}{p_3 \sqrt{2}} \right) \right) \right) & \text{pour } 0 < p_T^Z < 20 \text{ GeV} \\ w = p_5 & \text{pour } 20 < p_T^Z < 100 \text{ GeV} \\ w = 1,298 e^{p_6 \times (p_T^Z - 100)} & \text{pour } 100 < p_T^Z \end{cases} \quad (6.4)$$

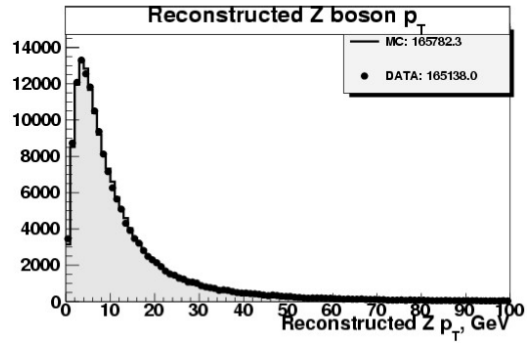
avec $p_0, p_1, p_2, p_3, p_5, p_6$, les variables d'ajustement et $\text{Erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$.

Par l'intermédiaire de cet algorithme, la distribution inclusive de l'impulsion transverse du boson Z est en bon accord entre les données et les événements Monte-Carlo (cf. Fig. 6.4b). Néanmoins, des désaccords importants sont révélés lorsque les distributions sont étudiées suivant le nombre de jets (cf. Fig. 6.4c – 6.4d). Des études sont actuellement en cours afin de comprendre davantage la source de ces incohérences et de trouver une correction adaptée. Celles-ci sont cependant couvertes par les incertitudes systématiques associées à la masse du quark top via, principalement, celle relative à la résolution des jets.

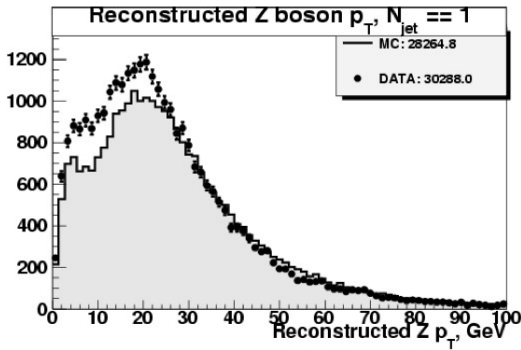
3. z_0 et σ_z représentent respectivement la valeur moyenne et la largeur d'une gaussienne représentant la distribution du point de recouvrement des paquets de protons et d'antiprotons et β^* est l'émittance transverse du faisceau.



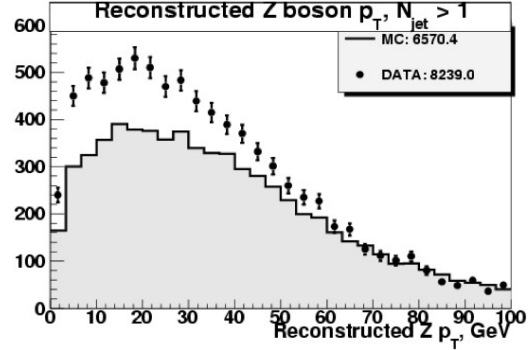
(a) Distribution à partir d'événements contenant deux électrons dans l'état final mais aucune condition sur le nombre de jets, sans correction.



(b) Distribution à partir d'événements contenant deux électrons dans l'état final, avec correction.



(c) Distribution avec correction dans le cas de deux électrons et d'un jet dans l'état final.



(d) Distribution avec correction dans le cas de deux électrons et deux jets dans l'état final.

FIGURE 6.4 – Comparaison des distributions d'impulsion transverse du boson Z dans les données avec deux électrons et les événements Monte-Carlo $Z \rightarrow e^+e^-$.

6.2.2 Correction des objets reconstruits

Les objets reconstruits des événements simulés doivent être étalonnés à partir des observations faites dans les données afin de les représenter le plus fidèlement possible. Ceci amène à la détermination de facteurs de correction qui sont appliqués aux muons, aux électrons et aux jets. L'efficacité d'identification des leptons est aussi étalonnée et conduit à la détermination d'un poids additionnel appliqué aux événements. Toutes ces corrections sont nécessaires afin de ne pas sur-estimer la détermination de l'efficacité des sélections et de limiter les biais induits dans les analyses.

Correction de l'impulsion transverse des muons

Pour les raisons évoquées dans l'introduction du chapitre 5, il est nécessaire de dégrader l'impulsion transverse des muons. Cependant, la mise en place du nouvel algorithme de dégradation des muons, décrit précédemment, n'ayant pas été finie à temps ⁴, c'est l'ancienne version qui a été utilisée ici. Cela implique que l'effet de bras de levier, le facteur d'échelle de l'impulsion transverse ainsi que la seconde gaussienne ne sont pas pris en compte. Pour rappel, la fonction de correction s'écrit [6] :

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow \frac{q}{p_T} + AG_1 + \frac{B\sqrt{\cosh \eta}}{p_T} G_2 \quad (6.5)$$

avec A et B les mêmes paramètres que ceux décrits au chapitre 5 et G_1 puis G_2 des nombres aléatoires distribués selon une fonction gaussienne de largeur 1 et de valeur moyenne 0.

Les conséquences sont faibles du fait de l'impulsion transverse moyenne de ces muons qui se situe aux alentours de 60 GeV. Or, à ces impulsions là, l'accord est de bonne qualité (cf. Fig. 6.5).

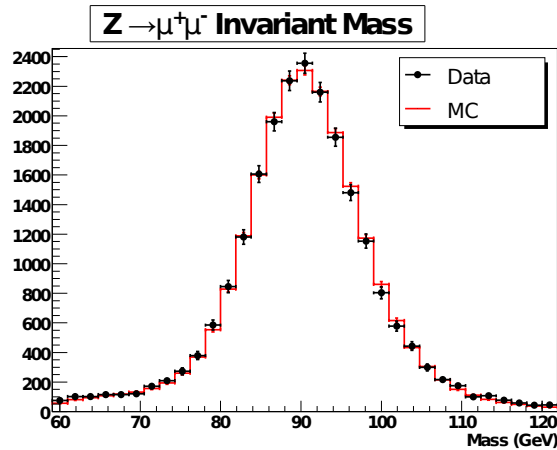


FIGURE 6.5 – Comparaison de la distribution en masse invariante di-muon reconstruite dans les données et les événements Monte-Carlo après correction de leur impulsion transverse, pour des événements $Z, \gamma^* \rightarrow \mu\mu$.

Correction de l'impulsion transverse des électrons

Les raisons du désaccord existant entre les distributions de l'impulsion transverse des muons obtenues à partir des données et des événements Monte-Carlo sont aussi présentes dans le cas des électrons. De fait, il est nécessaire d'effectuer un travail de correction similaire afin de réduire cet écart [7].

Bien que seule ⁵ la résolution ait été corrigée dans le cas des muons, il est ici nécessaire de corriger le facteur d'échelle en énergie qui est la cause d'un décalage de 1 GeV dans la position du pic de masse

4. Ce travail ainsi que la mesure de la masse du quark top ont été menés en parallèle.

5. Pour l'ancienne version de la correction, encore utilisée pour cette analyse. Ceci a été pris en compte dans sa nouvelle version comme expliqué au chapitre 5.

invariante du Z , étudié dans le processus $Z \rightarrow ee$. Pour cela, la résolution des électrons est ajustée avec la fonction :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C \quad (6.6)$$

où C est un terme constant tenant compte de multiples effets tels que les défauts mécaniques de conception, la non-uniformité de la collection des charges... Alors la fonction de dégradation de l'énergie des électrons s'écrit :

$$E \rightarrow E \times (\alpha + \text{Gaus}(0, \alpha C)) \quad (6.7)$$

Le terme α corrige l'échelle en énergie tandis que le paramètre C corrige la résolution. Ceux-ci ont été déterminés à partir de la comparaison des spectres de masse invariante obtenus à partir des données et des événements Monte-Carlo et ce, pour différentes régions de l'espace : le calorimètre central et les calorimètres bouchon, et pour les régions fiducielles⁶ ou non de la partie centrale.

Les paramètres ainsi obtenus sont présentés dans le tableau 6.2 et conduisent aux résultats illustrés sur la figure 6.6, qui présentent un bon accord entre les données et les événements Monte-Carlo.

Région	α	C
Calorimètre central (fiducielle)	$1,005 \pm 0,001$	$0,031 \pm 0,0005$
Calorimètre central (non fiducielle)	$0,972 \pm 0,002$	$0,0625 \pm 0,0025$
Calorimètres bouchon	$0,994 \pm 0,001$	$0,029 \pm 0,00175$

TABLE 6.2 – Paramètres de dégradation de l'énergie des électrons pour différentes régions.

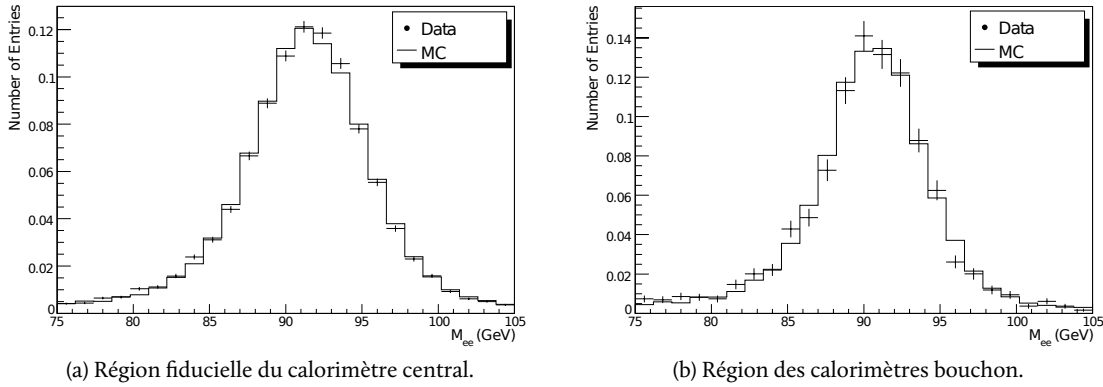


FIGURE 6.6 – Comparaison de la distribution de masse invariante obtenue pour des événements $Z, \gamma^* \rightarrow ee$ entre les données et les événements Monte-Carlo après application de la correction de l'impulsion transverse des électrons.

Correction des jets

Là encore, les jets n'échappent pas à la règle et il est nécessaire de corriger leur efficacité de reconstruction trop élevée, leur échelle et leur résolution en impulsion transverse. Un algorithme nommé *Smearing, Shifting and Removal (SSR)* a été développé en ce sens [8]. En plus de corriger leur impulsion transverse dans les événements Monte-Carlo, à l'instar de la correction des muons et des électrons, il permet d'obtenir un accord entre l'efficacité de reconstruction obtenue dans les données et dans les événements Monte-Carlo.

6. Le calorimètre est divisé en modules qui sont des assemblages de tours calorimétriques. Un électron est considéré dans une zone fiducielle s'il est suffisamment proche du centre d'un module tout en étant suffisamment loin d'un interstice entre deux modules. Dans le cas contraire, l'électron se trouve dans une zone non-fiducielle.

Pour y arriver, des événements $\gamma + \text{jet}$ et $Z(\rightarrow ee) + \text{jet}$, où les produits sont émis dos-à-dos, sont sélectionnés. Avec une résolution infinie et aucun décalage dans l'impulsion transverse mesurée, la différence de l'impulsion transverse des deux objets produits devrait être nulle. Mais, la présence d'une résolution finie élargie proportionnellement cette distribution ; puis, si un décalage est présent dans l'impulsion transverse mesurée, il décalera d'autant ladite distribution. Pour mesurer ces effets, la variable suivante est calculée pour chaque événement sélectionné :

$$\Delta S = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^{\gamma, Z}}{p_T^{\gamma, Z}} \quad (6.8)$$

Ensuite, la distribution correspondante, qui est établie pour différents intervalles en impulsion transverse, pour différentes régions du calorimètre ainsi que pour les données et les événements simulés, est ajustée avec : une fonction gaussienne, pour les grandes valeurs d'impulsion transverse, ou avec une fonction gaussienne multipliée par une fonction de correction modélisant l'inefficacité de reconstruction des jets à basse impulsion transverse, autrement.

À partir de cet ajustement, différentes grandeurs sont extraites :

- la largeur de la gaussienne σ_{data} ou σ_{MC} , qui correspond à la résolution en impulsion transverse des jets (cf. Fig. 6.7a). Les jets sont alors dégradés en utilisant comme résolution (cf. Fig. 6.7b) :

$$\sigma_{\text{deg.}} = \sqrt{\sigma_{\text{data}}^2 - \sigma_{\text{MC}}^2} \quad (6.9)$$

- la valeur ΔS_{data} ou ΔS_{MC} (cf. Fig. 6.7c) qui permet de calculer la correction de l'échelle en impulsion transverse des jets (cf. Fig. 6.7d) :

$$\Delta(\Delta S) = \Delta S_{\text{data}} - \Delta S_{\text{MC}} \quad (6.10)$$

Suite à des études internes, il semble que la correction dans l'échelle en impulsion transverse des jets ne s'applique qu'aux événements Z et plus précisément aux jets issus de gluons, mais pas à ceux issus de quarks. Des nouvelles corrections dépendantes du parton ayant engendré les jets sont discutées au chapitre 9. Par conséquent, il a été décidé que cette partie de la correction⁷ ne serait pas appliquée dans les événements Monte-Carlo de signal utilisés pour la mesure de la masse du quark top ; les incertitudes systématiques associées tiennent compte de ce choix.

Correction de l'efficacité d'identification des leptons

Une autre catégorie de différence existante entre les données et les événements Monte-Carlo concerne l'efficacité de reconstruction. En effet, par la génération d'événements contenant moins d'objets parasites, par la simulation d'un détecteur plus fonctionnel que la réalité etc. l'efficacité de reconstruction est meilleure lors de la reconstruction d'événements Monte-Carlo. Pour se prémunir contre cet effet, des poids sont appliqués à ces événements :

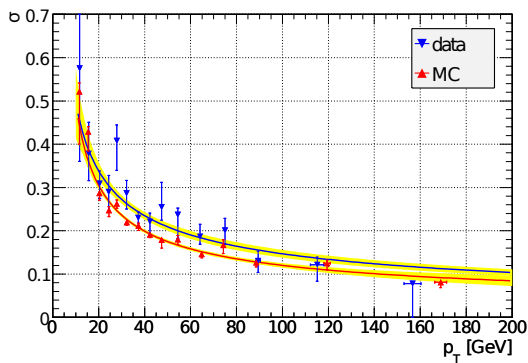
$$w(X) = \frac{\epsilon_{\text{data}}(X)}{\epsilon_{\text{MC}}(X)} \quad (6.11)$$

où X correspond aux variables dont dépend l'ajustement choisi (cf. ci-dessous). L'hypothèse selon laquelle l'efficacité de reconstruction d'un lepton n'est pas corrélée avec celle des autres leptons est utilisée.

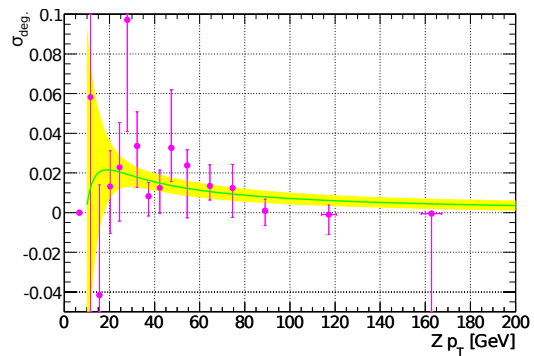
Pour mesurer les efficacités ϵ mises en œuvre dans l'équation précédente, une méthode consistant à étiqueter un lepton puis s'en servir pour retrouver le second, est utilisée au travers des événements du processus : $Z, \gamma^* \rightarrow ee$ pour les électrons [9] et $Z, \gamma^* \rightarrow \mu\mu$ pour les muons [10].

Dans l'analyse présentée ici, les efficacités ont été paramétrées en fonction de :

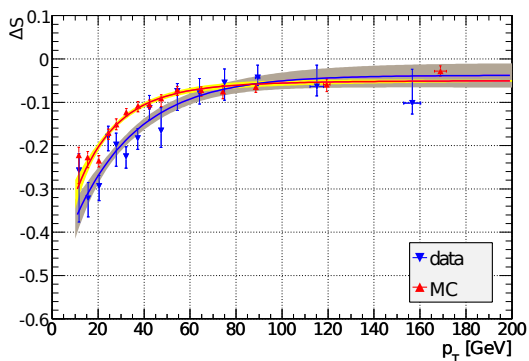
7. ie. la correction dans l'échelle en impulsion des jets n'est pas appliquée mais la correction de la résolution sur la mesure de l'impulsion transverse est, elle, bien corrigée.



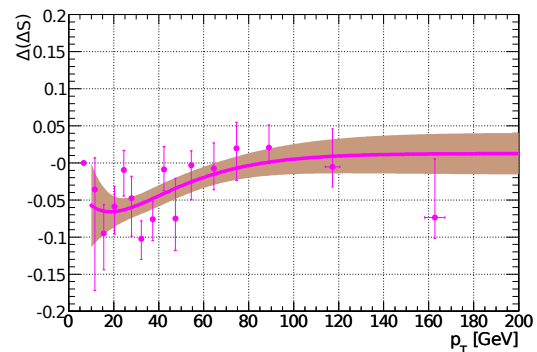
(a) Résolution en fonction de l'impulsion transverse dans les données et les événements Monte-Carlo.



(b) Fonction de correction de la résolution en fonction de l'impulsion transverse du boson Z .



(c) Échelle en impulsion transverse en fonction de l'impulsion transverse dans les données et les événements Monte-Carlo.



(d) Fonction de correction de l'échelle d'impulsion transverse en fonction de l'impulsion transverse du boson Z .

FIGURE 6.7 – Spectre de la résolution et de l'échelle d'impulsion transverse des jets avec leurs fonctions de correction associées.

- η_{det} et ϕ_{det} pour les électrons ;
- η_{det} et ϕ_{det} pour la qualité des muons comme définie au chapitre 4 ;
- z, η_{CFT} ⁸ et la luminosité pour la qualité des traces comme définie au chapitre 4 ;
- η_{CFT} , la distance entre le muon et jet le plus proche, l'impulsion du muon et la luminosité pour l'isolation du muon.

6.2.3 Correction de l'efficacité du système de déclenchement

Le système de déclenchement n'étant pas simulé, il est nécessaire de tenir compte de son efficacité afin de ne pas sur-estimer l'efficacité de la sélection appliquée aux événements Monte-Carlo. Pour ce faire, un poids appliqué aux événements est déterminé à partir des données, par l'intermédiaire d'une méthode appelée *tag and probe* [9, 10].

Le poids associé aux termes de déclenchement d'électron ou de muon solitaire est estimé respectivement à partir d'événements $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$. Pour chacun de ces événements, une sélection stricte est appliquée sur l'un des leptons tandis que l'autre lepton est retrouvé à partir d'une sélection plus lâche. Il est ensuite vérifié si ce dernier a, ou non, activé le terme de déclenchement correspondant et conduit ainsi à la mesure de son efficacité.

Pour les événements de signal, l'efficacité du terme d'électron solitaire utilisé dans le canal ee est de 99% tandis que celle du terme de muon solitaire utilisé dans le canal $\mu\mu$ est de 80%.

6.3 Sélection des événements

Une fois les événements Monte-Carlo représentant convenablement ce qui est observé dans les données, il est maintenant nécessaire d'étudier chaque événement disponible et de ne garder que ceux satisfaisant à des conditions permettant d'isoler le plus possible le signal du bruit de fond. Les conditions permettant de choisir des électrons et des muons qui s'apparentent le plus à ceux provenant de la désintégration d'un quark top seront d'abord détaillées pour poursuivre sur la sélection des jets provenant de la production d'un quark b . La sélection globale pour les trois canaux sera ensuite développée.

6.3.1 Conditions sur les électrons

Si des électrons doivent être présents dans les événements, par exemple pour les canaux ee et $e\mu$, ils doivent satisfaire aux conditions suivantes :

1. l'électron doit se trouver à l'intérieur du calorimètre et en dehors des régions de l'ICD
($1,1 < |\eta_{\text{calo}}| < 1,5$)⁹ : $|\eta_{\text{calo}}| < 1,1$ ou $1,5 < |\eta_{\text{calo}}| < 2,5$;
2. il doit avoir déposé plus de 90% de son énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre (cf. Sec. 4.4.2) ;
3. afin de ne pas prendre en compte les électrons faisant partie d'un jet, la gerbe électromagnétique doit être isolée et satisfaire $F_{\text{iso}} < 0,15$ (cf. Sec. 4.4.2) ;
4. la forme de la gerbe doit ressembler à celle d'un électron, donc doit satisfaire : $\chi_{\text{hmx7}}^2 < 50$ (cf. Sec. 4.4.2) ;
5. une partie du bruit de fond peut être supprimée en demandant à ce que leur impulsion transverse calculée à partir de l'énergie mesurée dans le calorimètre satisfasse : $p_T > 15$ GeV ;
6. une trace reconstruite dans le système de trajectographie doit être associée à l'électron, son impulsion transverse doit être compatible avec l'énergie de l'électron, elle doit être bien reconstruite (cf. Sec. 4.4.2) et respecter la condition $p_{T_{\text{trace}}} > 5$ GeV ;

8. η_{CFT} correspond à la pseudo-rapacité pour un système de coordonnées identique à $(r, \phi_{\text{det}}, \eta_{\text{det}})$ mais où l'origine n'est plus le centre du détecteur mais le centre du CFT.

9. À l'instar de η_{CFT} , η_{calo} correspond à la pseudo-rapacité pour un système de coordonnées identique à $(r, \phi_{\text{det}}, \eta_{\text{det}})$ mais où l'origine n'est plus le centre du détecteur mais le centre du calorimètre.

7. la fonction de vraisemblance des électrons doit être supérieure à 0,85 pour améliorer le rapport signal sur bruit de fond (cf. Sec. 4.4.2) ;
8. il est indispensable que l'électron provienne du processus dur et donc la distance entre sa trace et le vertex primaire doit être : $|z_e - z_{VP}| < 1$ cm.

Les électrons satisfaisant ces conditions sont appelés *Top_tight*.

6.3.2 Conditions sur les muons

Si des muons doivent être présents dans les événements, par exemple pour les canaux $\mu\mu$ et $e\mu$, ils doivent satisfaire aux conditions suivantes :

1. le muon doit être de faible qualité (cf. Sec. 4.5.1) ;
2. il doit être associé à une trace reconstruite dans le système de trajectographie (cf. Sec. 4.5). Cette dernière doit être au moins de faible qualité (cf. Sec. 4.5.2) ;
3. le muon doit provenir de l'interaction dure et donc la distance entre la trace du muon et le vertex primaire doit satisfaire : $|z_\mu - z_{VP}| < 1$ cm ;
4. une partie du bruit de fond peut être supprimée en demandant à ce que leur impulsion transverse satisfasse : $p_T > 15$ GeV ;
5. le muon doit satisfaire les critères d'isolation *TopScaledMedium* (cf. Sec. 4.5.3).

6.3.3 Conditions sur les jets

Les jets doivent satisfaire aux conditions suivantes :

1. l'impulsion transverse des jets est corrigée avec la JES en incluant la correction des muons (cf. Sec. 4.3.2). Les muons identifiés avec les conditions détaillées ci-dessus sont exclus de la liste des muons utilisés pour la correction JES ;
2. Pour les jets simulés :
 - (a) leur impulsion transverse est dégradée en utilisant l'algorithme SSR ;
 - (b) les jets, dont l'impulsion transverse corrigée¹⁰ est inférieure à 15 GeV, sont supprimés.
3. une partie du bruit de fond peut être supprimée en demandant à ce que leur impulsion transverse satisfasse : $p_T > 15$ GeV ;
4. ils doivent être contenus dans l'acceptance du calorimètre : $|\eta_{\text{det}}| < 2,5$;
5. la fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre doit être inférieure à 0,95 mais au dessus d'un minimum dépendant de la valeur η_{det} [11] ;
6. La fraction d'énergie déposée dans la partie hadronique à résolution grossière doit être inférieure à une certaine fraction d'énergie optimisée afin de réduire l'effet de bruit dans ces tours ;
7. le jet reconstruit doit être confirmé par le niveau 1 du système de déclenchement ;
8. la variable $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta_{\text{det}}^2 + \Delta\phi^2}$, calculée entre le centre du jet et le centre de l'électron sélectionné avec la sélection précédente, doit être supérieure à 0,5 ;
9. il est enfin demandé à ce que deux traces contenues dans le jet proviennent du vertex primaire.

6.3.4 Sélection globale

Pour former le lot de données, les événements doivent satisfaire les conditions suivantes, en fonction du canal considéré. L'orthogonalité des différentes sélections est assurée au travers de la condition sur le nombre d'électrons reconstruits.

¹⁰. Cela concerne la correction JES qui ne tient ici pas compte de la correction des muons.

Canal ee

1. les événements de données sont pris en période de bon fonctionnement de tous les détecteurs ;
2. le vertex primaire doit satisfaire aux conditions suivantes :
 - (a) il doit être contenu dans la longueur du SMT : $|z_{VP}| < 60 \text{ cm}$;
 - (b) le nombre de traces associées au vertex primaire doit être supérieur à trois.
3. le nombre d'électrons, satisfaisant à la sélection décrite précédemment, doit être de deux ou plus ;
4. les deux leptons doivent avoir des charges opposées. Dans le cas où il y a plus de deux leptons, la paire de leptons qui possède la somme scalaire de leur impulsion transverse la plus importante est choisie ;
5. pour les données :
 - (a) l'événement doit avoir déclenché le terme de déclenchement d'électron solitaire ;
 - (b) les électrons et les traces reconstruites hors-ligne doivent correspondre à des objets reconstruits aux niveaux 1, 2 et 3 du système de déclenchement afin d'être cohérent avec l'efficacité du système de déclenchement mesurée dans les données.
6. pour les événements Monte-Carlo, ils sont pondérés en fonction de l'efficacité du système de déclenchement ;
7. au moins deux jets satisfaisant aux conditions précédentes doivent être présents.

Canal $e\mu$

1. les événements de données sont pris en période de bon fonctionnement de tous les détecteurs ;
2. le vertex primaire doit satisfaire aux conditions suivantes :
 - (a) il doit être contenu dans la longueur du SMT : $|z_{VP}| < 60 \text{ cm}$;
 - (b) le nombre de traces associées au vertex primaire doit être supérieur à trois.
3. le nombre d'électrons, satisfaisant à la sélection décrite précédemment, doit être exactement de un ;
4. le nombre de muons, satisfaisant à la sélection décrite précédemment, doit être de un ou plus pour le canal $e\mu$;
5. afin de supprimer le bruit de fond provenant des événements de bremsstrahlung¹¹, la distance entre l'électron et le muon doit satisfaire : $\Delta R(e, \mu) > 0,3$;
6. les deux leptons doivent avoir des charges opposées. Dans le cas où il y a plus de deux leptons, la paire de leptons qui possède la somme scalaire de leur impulsion transverse la plus importante est choisie ;
7. au moins deux jets satisfaisant aux conditions précédentes doivent être présents.

Canal $\mu\mu$

1. les événements de données sont pris en période de bon fonctionnement de tous les détecteurs ;
2. le vertex primaire doit satisfaire aux conditions suivantes :
 - (a) il doit être contenu dans la longueur du SMT : $|z_{VP}| < 60 \text{ cm}$;
 - (b) le nombre de traces associées au vertex primaire doit être supérieur à trois.
3. il ne doit pas y avoir d'électrons identifiés avec la sélection décrite précédemment ;

¹¹. Cela correspond aux événements où un photon est émis par un muon et où le photon est associé à la même trace que ce dernier.

4. le nombre de muons, satisfaisant à la sélection décrite précédemment, doit être de deux ou plus ;
5. les deux leptons doivent avoir des charges opposées. Dans le cas où il y a plus de deux leptons, la paire de leptons qui possède la somme scalaire de leur impulsion transverse la plus importante est choisie ;
6. pour les données :
 - (a) l'événement doit avoir déclenché le terme de déclenchement de muon solitaire ;
 - (b) les muons et les traces reconstruites hors-ligne doivent correspondre à des objets reconstruits aux niveaux 1, 2 et 3 du système de déclenchement afin d'être cohérent avec l'efficacité du système de déclenchement mesurée dans les données.
7. pour les événements Monte-Carlo, ils sont pondérés en fonction de l'efficacité du système de déclenchement ;
8. au moins deux jets satisfaisant aux conditions précédentes doivent être présents.

6.3.5 Sélections topologiques

La sélection globale permet d'isoler un maximum d'événements contenant des paires de quarks top-anti-top se désintégrant dans les trois canaux di-leptoniques. Cependant, une grande partie de bruit de fond est aussi sélectionnée. Afin de limiter la contamination des lots effectués, les événements sélectionnés doivent satisfaire des conditions basées sur la cinématique de l'événement. Pour ce faire, deux nouvelles variables sont créées. Elles seront détaillées dans un premier temps. Enfin, la description de la sélection, dite topologique, pour chacun des trois canaux sera décrite.

La variable H_T

En étudiant la distribution de l'impulsion transverse des divers objets présents dans l'état final (cf. Fig. 6.8), il est possible de constater que les jets contenus dans les événements de bruit de fond possèdent une impulsion transverse nettement plus faible que ceux présents dans les événements de signal (cf. Fig. 6.8a et 6.8b). Et ceci se retrouve dans les distributions d'impulsion transverse des électrons et des muons (cf. Fig. 6.8c et 6.8d). En connaissance de quoi une nouvelle variable H_T est définie comme suit :

$$H_T = p_T^{j1} + p_T^{j2} + p_T^l \quad (6.12)$$

avec p_T^{j1} et p_T^{j2} , l'impulsion transverse des jets ayant les plus grandes impulsions transverses et p_T^l , l'impulsion transverse du lepton ayant la plus grande impulsion transverse. Alors, d'après l'explication précédente, il est attendu que la distribution de cette variable sépare davantage le bruit de fond, qui doit avoir une faible valeur de H_T , et le signal, déplacé vers les hautes valeurs.

La significativité de l'énergie transverse manquante

Du fait de la présence de deux neutrinos dans l'état final, impossibles à reconstruire car non détectés, l'énergie transverse manquante engendrée doit être importante. Malheureusement, cette grandeur est difficile à mesurer et est entachée d'une grande incertitude. Par conséquent, il est possible de se demander quelle est la part de l'énergie transverse manquante mesurée qui est réellement significative et n'est pas engendrée par des fluctuations¹². Cette question a conduit à l'élaboration d'une nouvelle variable « METSig ». Elle est définie, pour chaque événement, comme un discriminant basé sur une fonction de vraisemblance construite en utilisant le rapport de l'énergie transverse manquante sur son incertitude. Cette dernière est la somme quadratique des incertitudes liées à la

¹². La résolution de l'énergie transverse manquante est déterminée par un certain nombre d'effets tels que : la résolution de l'énergie des jets, des électrons et des muons. Tous ces effets font fluctuer de manière plus ou moins importante cette résolution.

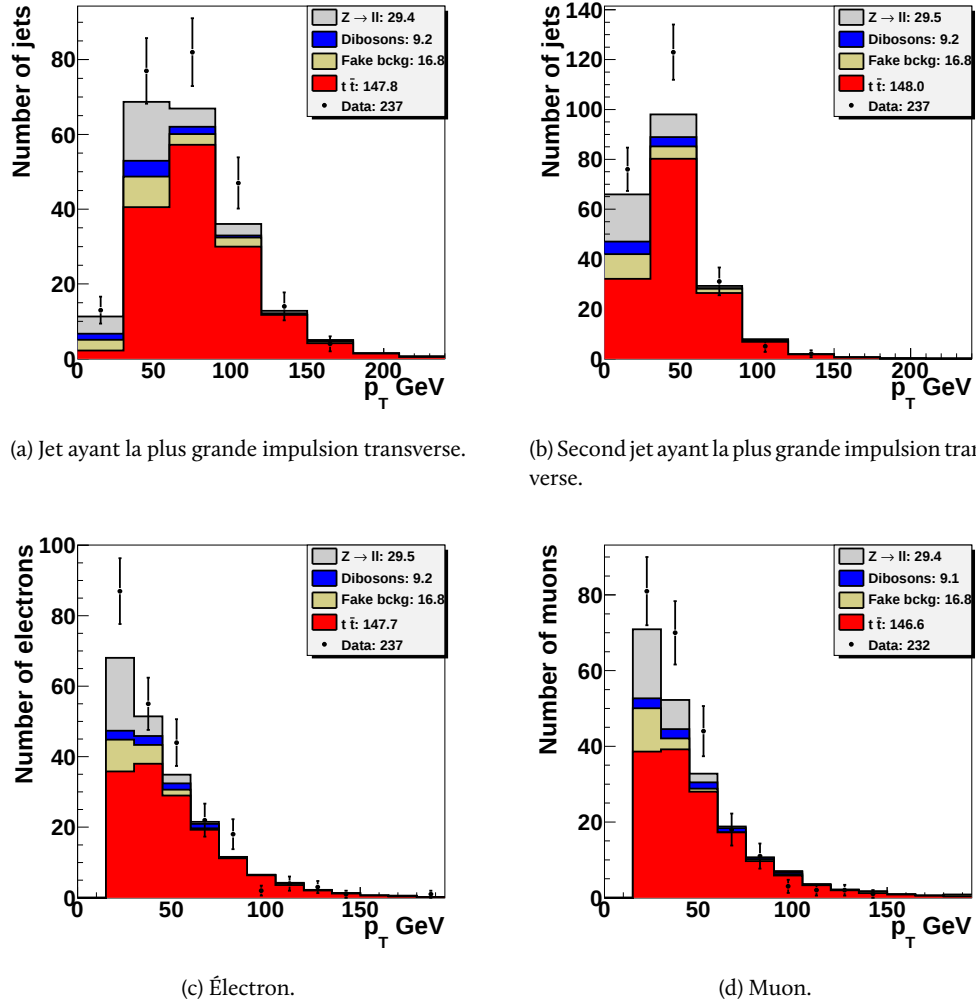


FIGURE 6.8 – Distribution de l'impulsion transverse de divers objets pour les événements du canal $e\mu$ satisfaisant à la condition globale. Les conditions topologiques ne sont ici pas appliquées. Les données proviennent du *Run IIb*. Les événements Monte-Carlo sont normalisés avec la luminosité intégrée en tenant compte de l'efficacité de sélection et la section efficace du processus étudié.

résolution des électrons, des photons, des jets, de l'énergie non associée à des objets calorimétriques (*unclustered energy*) et des muons¹³ mesurés dans sa direction [12]. Plus la valeur de cette variable est importante, plus l'énergie transverse manquante correspondante est significative¹⁴.

Comme pour H_T , il est attendu que la valeur de cette variable soit petite pour les événements de bruit de fond, ne comportant pas d'énergie transverse manquante significative, mais soit importante pour les événements de signal.

Les conditions topologiques

À partir de la distribution des variables H_T et $METSig$, il va être possible de parfaire la discrimination du bruit de fond afin d'augmenter la précision de la mesure décrite au chapitre 7 [13]. Chaque canal est détaillé dans la suite.

- Pour le canal $e\mu$:

¹³. Ces différents objets sont utilisés pour corriger la valeur de l'énergie transverse manquante mesurée (cf. Sec. 4.6).

¹⁴. Significative par rapport à une énergie transverse manquante nulle.

1. d'après les distributions de H_T (cf. Fig. 6.9), il a été décidé que seuls les événements satisfaisant à la condition $H_T \geq 115$ GeV sont conservés. Le résultat, aussi visible sur ces histogrammes, illustre la pureté significative ainsi obtenue.
- Pour le canal ee :
 1. d'après les distributions de METSig (cf. Fig. 6.10), il a été décidé que seuls les événements satisfaisant à la condition METSig $\geq 5,0$ sont conservés.
- Pour le canal $\mu\mu$:
 1. selon la distribution de \cancel{E}_T (cf. Fig. 6.11), il a été choisi que les événements doivent satisfaire : $\cancel{E}_T > 40$ GeV ;
 2. d'après la distributions de METSig (cf. Fig. 6.11), il a été décidé que seuls les événements satisfaisant à la condition METSig $\geq 5,0$ sont conservés.

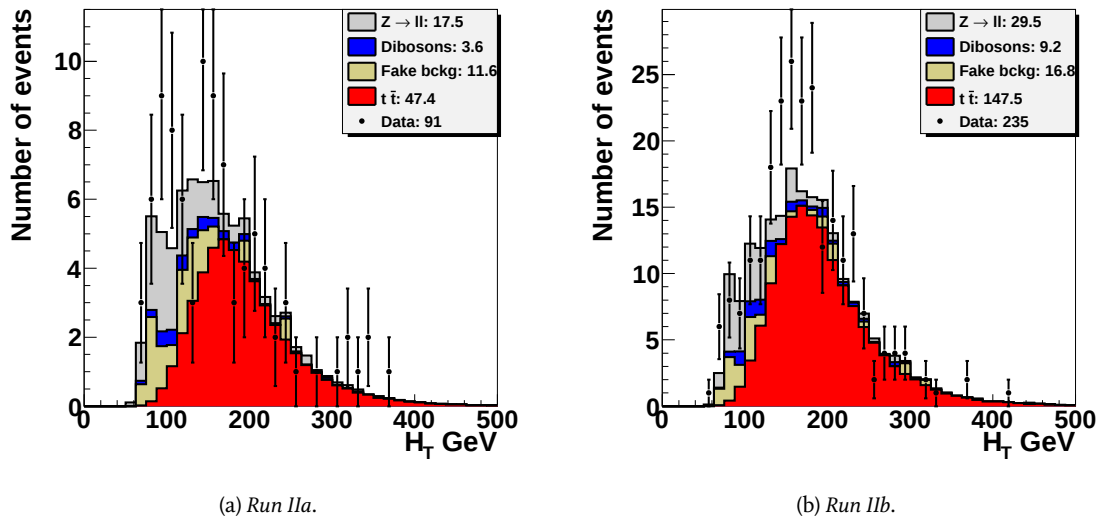


FIGURE 6.9 – Distribution de la variable H_T obtenue dans les données et les événements Monte-Carlo avant la condition sur cette variable, dans le canal $e\mu$.

6.4 Évaluation du bruit de fond instrumental

En plus du bruit de fond provenant de processus physiques ayant un état final similaire à celui du signal, il existe un bruit de fond dit instrumental qui provient de la mauvaise détection ou reconstruction des événements. La mesure de ces effets est effectuée dans les données pour les électrons et les muons.

6.4.1 La mauvaise identification des électrons

Un objet peut être identifié comme un électron pour les raisons suivantes :

- un jet peut satisfaire les conditions d'identification d'un électron ;
- un électron produit au sein d'un jet peut satisfaire aux conditions d'isolation tant bien même qu'il est proche ou à l'intérieur du jet ;
- un photon peut être associé à une trace compatible avec sa gerbe électromagnétique ou une fausse trace.

Ceci arrive principalement dans les processus multi-jet et $W \rightarrow \mu\nu$.

Le bruit de fond instrumental est estimé directement à partir des données [14]. Dans les canaux ee et $e\mu$, la contribution des événements où un jet est reconstruit comme un électron est déterminée

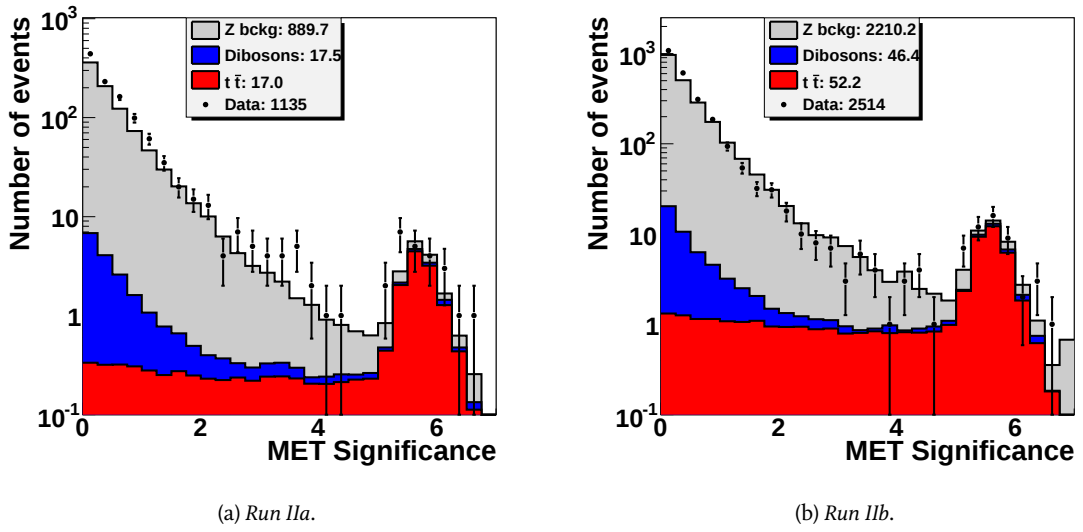


FIGURE 6.10 – Distribution de la variable METSig obtenue dans les données et les événements Monte-Carlo avant la condition sur cette variable, dans le canal ee .

en utilisant un lot de données obtenu à partir de la sélection globale mais où la condition sur la fonction de vraisemblance des électrons n'est pas appliquée. Le nombre d'événements ayant un jet reconstruit comme un électron, n_f , et celui où les électrons sont bien reconstruits, n_e , sont obtenus en maximisant la fonction suivante :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N [n_e S(x_i) + n_f B(x_i)] \frac{e^{-(n_e+n_f)}}{N!} \quad (6.13)$$

où N est le nombre d'événements sélectionnés, x_i , la valeur de la fonction de vraisemblance des électrons pour l'événement i et $S(x_i)$ puis $B(x_i)$, les fonctions de densité de probabilités, respectivement pour le signal et le bruit de fond. La fonction S est déterminée dans les données à partir d'événements $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ tandis que la fonction B est obtenue dans les événements $e\mu$ sélectionnés à partir de la sélection globale mais en demandant à ce que les deux leptons aient la même charge et où la condition topologique est remplacée par une condition d'isolation inversée :

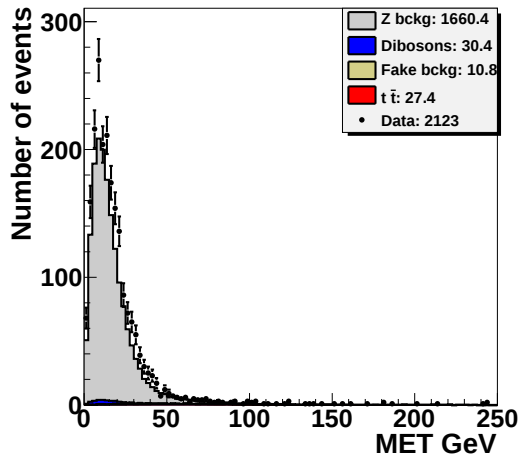
- l'impulsion transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon, divisée par l'impulsion transverse du muon, est supérieure à 0,2 ;
- l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour de la trace du muon, exclue, divisée par l'impulsion transverse du muon, est supérieure à 0,2.

Le nombre total d'événements possédant un jet identifié comme un électron est donné par le produit de n_f avec l'intégrale de $B(x)$ calculée sur la région où la fonction de vraisemblance des électrons est plus grande que 0,85. Cette estimation est effectuée séparément pour la partie centrale du calorimètre et les bouchons. Il est trouvé que la contribution du bruit de fond instrumental pour le canal ee est négligeable.

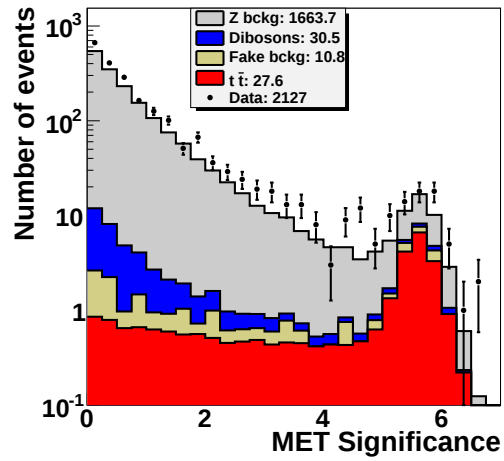
6.4.2 La mauvaise identification des muons

De la même manière, un objet peut être identifié comme un muon lorsqu'il est produit au sein d'un jet et qu'il satisfait aux conditions d'isolation tant bien même qu'il est proche, à l'intérieur du jet ou que celui-ci ne soit pas identifié. Ceci arrive principalement dans les processus $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$ ou $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}\nu e + \text{jet}$.

Le nombre de ces événements sélectionnés est estimé comme étant $n_f^\mu = N_{\text{loose}} \times f_\mu$ où N_{loose} est le nombre d'événements contenus dans le lot de données sélectionnées à partir de la sélection

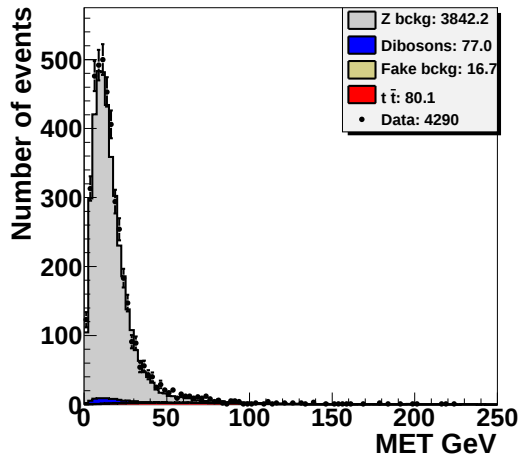


(a) Énergie transverse manquante.

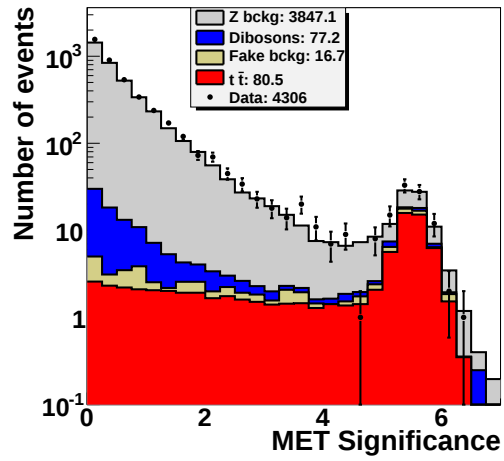


(b) Significativité de l'énergie transverse manquante.

Run IIa



(c) Énergie transverse manquante.



(d) Significativité de l'énergie transverse manquante.

Run IIb

FIGURE 6.II – Distribution des variables \cancel{E}_T et METSig obtenues dans les données et les événements Monte-Carlo avant les conditions sur ces variables, dans le canal $\mu\mu$.

globale mais où les deux leptons sont de même charge et où la condition sur l'isolation du muon a été relâchée :

- l'impulsion transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon, divisée par l'impulsion transverse du muon, est inférieure à 0,5 ;
- l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour de la trace du muon, exclue, divisée par l'impulsion transverse du muon, est inférieure à 0,5.

et f_μ est le taux où les muons isolés apparaissent mal identifiés. Dans l'état final $\mu\mu$, ces critères d'isolation relâchés sont appliqués seulement sur des muons choisis aléatoirement. Dans le canal $e\mu$, le nombre d'événements ayant des jets identifiés comme des électrons dans le lot où les deux leptons sont de même charge est soustrait de N_{loose} . Le taux de mauvaise identification, f_μ , est déterminé dans un lot d'événements $\mu\mu$ où au moins un jet a été reconstruit. Dans ce lot, il est demandé à ce qu'un muon soit proche d'un jet : $R(\mu, \text{jet}) < 0,5$ et satisfasse au critère d'isolation inversé :

- l'impulsion transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon, divisée par l'impulsion transverse du muon, est supérieure à 0,15 ;
- l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour de la trace du muon, exclue, divisée par l'impulsion transverse du muon, est supérieure à 0,15.

L'autre muon est défini comme étant la sonde et doit passer le critère d'isolation faible :

- l'impulsion transverse mesurée dans le calorimètre entre les cônes de rayon 0,1 et 0,4 autour de la trace du muon, divisée par l'impulsion transverse du muon, est inférieure à 0,5 ;
- l'impulsion totale des traces situées dans un cône de rayon 0,5 autour de la trace du muon, exclue, divisée par l'impulsion transverse du muon, est inférieure à 0,5.

f_μ est alors calculé comme le rapport du nombre d'événements dans lequel la sonde passe le critère l'isolation forte sur le nombre total d'événements dans lot où les leptons sont de même charge.

6.5 Conclusion

Après avoir convenablement choisi les processus à simuler et les générateurs, après avoir appliqué les différentes corrections pour obtenir une simulation compatible avec les observations faites dans les données et après avoir mis en place une sélection permettant d'obtenir des lots d'événements contenant un maximum d'événements où une désintégration de quark top-anti-top s'est produite, tout en minimisant la quantité de bruit de fond, le contenu des lots de données attendu et observé est présenté dans la table 6.3 pour les trois canaux et les deux périodes de prise de données.

Le résultat de cette sélection est (cf. Tab. 6.3) :

- pour le canal ee :
 - pour le *Run IIa*, 23 événements ont été sélectionnés dont 4,1 événements de bruit de fond attendus, pour une pureté attendue de 75% ;
 - pour le *Run IIb*, 50 événements ont été sélectionnés dont 9,2 événements de bruit de fond attendus, pour une pureté attendue de 82%.
- pour le canal $e\mu$:
 - pour le *Run IIa*, 64 événements ont été sélectionnés dont 18,7 événements de bruit de fond attendus, pour une pureté attendue de 71% ;
 - pour le *Run IIb*, 202 événements ont été sélectionnés dont 30,1 événements de bruit de fond attendus, pour une pureté attendue de 83%.
- pour le canal $\mu\mu$:
 - pour le *Run IIa*, 56 événements ont été sélectionnés dont 26,0 événements de bruit de fond attendus, pour une pureté attendue de 38% ;
 - pour le *Run IIb*, 84 événements ont été sélectionnés dont 33,5 événements de bruit de fond attendus, pour une pureté attendue de 57%.

Les différences observées entre le *Run IIa* et le *Run IIb* s'expliquent par l'augmentation de la luminosité instantanée et une modification du détecteur ainsi que du système de déclenchement afin de supporter cette haute luminosité. Cela a conduit à l'amélioration de l'identification des électrons et des muons.

L'incertitude totale associée à ces nombres d'événements Monte-Carlo est de l'ordre de 8% à 10% pour les événements de signal et de l'ordre de 15% à 20% pour les événements de bruit de fond [15]. Les contributions principales proviennent des incertitudes sur : la luminosité, l'efficacité de sélection, l'identification des jets, leur résolution et la simulation des événements de signal. L'écart visible, dans le tableau 6.3, entre le nombre d'événements attendus et le nombre d'événements observés est alors au maximum de $1,5\sigma$. Celui-ci sera pris en compte dans les incertitudes systématiques de l'analyse décrite au chapitre 7. Des études sont cependant en cours afin de mieux comprendre la source de cet écart et ainsi essayer de réduire l'incertitude correspondante.

Enfin, l'efficacité totale de la sélection associée à chaque canal est :

- pour le canal ee , de 6,5% ;
- pour le canal $e\mu$, de 13,9% ;
- pour le canal $\mu\mu$, de 8,5%.

par rapport à l'état final correspondant.

Ces très bonnes valeurs de pureté obtenues, et particulièrement pour les canaux ee et $e\mu$, sont d'autant plus intéressantes que le biais de la méthode de mesure de la masse du quark top, décrite au chapitre suivant, augmente avec la présence d'événements de bruit de fond. La conséquence se ressent aussi bien sur l'erreur statistique que sur l'incertitude systématique associée à la mesure. Un contrôle de la pureté des ensembles est donc nécessaire et sera rediscuté au chapitre 8.

6.6 Bibliographie

- [1] F. Déliot, C. Deterre, A. Grohsjean et V. Sharyy, « Update of the $t\bar{t}$ Selection in Dilepton Final State for RunIIa, RunIIb1 and RunIIb2 Dataset », décembre 2010, DØ Note 6127.
- [2] J. Hegeman, « Luminosity determination and reweighting of Monte Carlo overlay luminosity for p17 hadronic top analyses », janvier 2008, DØ Note 5561.
- [3] H. Schellman, « The longitudinal shape of the luminous region at DØ », juin 2006, DØ Note 5142.
- [4] L. Wang, S. Eno et M. Sanders, « Measurement of the Shape of the Boson Transverse Momentum distribution using $p\bar{p} \rightarrow z/\gamma^* \rightarrow ee$ events at the Tevatron Collider », décembre 2007, DØ Note 5187.
- [5] D. Boline, « Jet Multiplicity Dependent Reweighting of the Z Boson p_T in p20 », mai 2008, DØ Note 5569.
- [6] M. Arthaud, F. Déliot, B. Tuchming, V. Sharyy et D. Vilanova, « Muon Momentum Oversmearing for p20 Data », 2007, DØ Note 5449.
- [7] P. Gris, « Electron Smearing Studies with Run IIa Data », mai 2007, DØ Note 5400.
- [8] C. Ochando et J.-F. Grivaz, « SSR for p17 », février 2008, DØ Note 5609.
- [9] O. Atramentov, D. Bandurin, X. Bu, B. Calpas, E. Carrera, D. Duggan, A. Ferapontov, M. Takahashi, T. Uzbyakova et H. Yin, « Electron and Photon Identification with p20 data », septembre 2008, DØ Note 5761.
- [10] S. Cho, F. Déliot, M. Eads, D. Hedin et H. Lee, « Muon ID Certification for p20 data », décembre 2008, DØ Note 5824.
- [11] A. Harel, « Jet ID Optimization », septembre 2005, DØ Note 4919.
- [12] A. Schwartzman, « \cancel{E}_T Significance Algorithm in RunII Data », septembre 2003, DØ Note 4254.

Canal, run et sélection topologique	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	électrons mal identifiés	muons mal identifiés	$t\bar{t} \rightarrow \ell\bar{\ell}\nu\nu b\bar{b}, \sigma_{t\bar{t}} = 7,454 \text{ pb}, m_t = 172,5 \text{ GeV}$	Nombre d'événements attendus	Nombre d'événements
ee Run IIa : $\text{METsig} \geq 0,5$	$3,0^{+0,3}_{-3,0}$	$0,9^{+0,1}_{-0,1}$	$0,2^{+0,3}_{-0,2}$	—	$12,0^{+0,1}_{-0,1}$	$16,1^{+0,4}_{-0,4}$	23
ee Run IIb : $\text{METsig} \geq 0,5$	$6,8^{+1,1}_{-1,1}$	$2,4^{+0,3}_{-0,3}$	—	—	$32,8^{+0,3}_{-0,3}$	$39,9^{+1,1}_{-1,1}$	50
$e\mu$ Run IIa : $H_T \geq 115 \text{ GeV}$	$7,8^{+0,4}_{-0,4}$	$2,3^{+0,2}_{-0,2}$	$6,7^{+3,2}_{-3,2}$	$1,9^{+0,8}_{-0,7}$	$45,4^{+0,2}_{-0,2}$	$64,1^{+3,4}_{-3,3}$	64
$e\mu$ Run IIb : $H_T \geq 115 \text{ GeV}$	$13,1^{+1,3}_{-1,3}$	$6,2^{+0,7}_{-0,7}$	$7,8^{+3,8}_{-3,7}$	$3,0^{+1,1}_{-1,0}$	$141,6^{+0,6}_{-0,6}$	$171,6^{+4,2}_{-4,2}$	202
$\mu\mu$ Run IIa : $\cancel{E}_T \geq 40 \text{ GeV}$ et $\text{METSig} \geq 5,0$	$21,3^{+0,7}_{-0,7}$	$1,8^{+0,1}_{-0,1}$	—	$2,9^{+0,8}_{-0,7}$	$16,2^{+0,1}_{-0,1}$	$42,1^{+1,0}_{-1,0}$	56
$\mu\mu$ Run IIb : $\cancel{E}_T \geq 40 \text{ GeV}$ et $\text{METSig} \geq 5,0$	$25,3^{+2,0}_{-2,0}$	$3,7^{+0,4}_{-0,4}$	—	$4,5^{+1,0}_{-0,9}$	$44,1^{+0,3}_{-0,3}$	$77,6^{+2,3}_{-2,3}$	84

TABLE 6.3 – Nombre d'événements sélectionnés dans les données et pronostic du nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendu.

- [13] M. Besançon, A. Croc, F. Déliot, C. Deterre, A. Grohsjean et V. Sharyy, « Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel using the Matrix Element Method with $5,4 \text{ fb}^{-1}$ », février 2011, DØ Note 6150.
- [14] M. Besançon, S. Chevalier-Théry, A. Croc, F. Déliot, C. Deterre, A. Grohsjean, V. Sharyy et Y. Peters, « Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section in Dilepton Final State Using Run11b1 and Run11b2 Dataset for Winter '10 Conferences », mars 2010, DØ Note 6027.
- [15] V. Abazov *et al.*, « Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section using dilepton events in $p\bar{p}$ collisions », 2011, soumis à Physics Letters B. arXiv :1105.5384v1.

Chapitre

7

Sommaire

- 7.1 De la fonction de vraisemblance à la masse du quark top
- 7.2 Détermination des fonctions de transfert
- 7.3 La probabilité de signal
- 7.4 La probabilité de bruit de fond
- 7.5 Extraction de la masse à partir de la fonction de vraisemblance
- 7.6 Étalonnage de la méthode – ensemble de tests
- 7.7 Résultats de l'étalonnage
- 7.8 Mesure de la masse du quark top
- 7.9 Combinaison des différentes mesures
- 7.10 Mesure des incertitudes systématiques associées
- 7.11 Conclusion
- 7.12 Bibliographie

La mesure de la masse du quark top par la méthode de l'élément de matrice

La folie, c'est se comporter de la même manière et s'attendre à un résultat différent.

Albert Einstein

AFIN DE POUVOIR MESURER LA MASSE du quark top, il est nécessaire de trouver une grandeur mesurable qui en dépend. Parmi d'autres se trouve l'élément de matrice du processus considéré ; dans le cas présent, il s'agit de la désintégration de quarks top-anti-top dans les canaux di-leptoniques ee , $e\mu$ et $\mu\mu$. Pour comprendre la manière d'extraire la masse à partir de cette grandeur, il convient de se rappeler que le carré de la valeur absolue de l'élément de matrice multiplié par l'espace des phases correspondant est proportionnel à la probabilité que le processus considéré, pour des paramètres cinématiques donnés, a de se réaliser. En effet, plus ces paramètres cinématiques seront cohérent avec le processus étudié, plus la valeur de ce produit aura une valeur importante. Fort de cette constatation, il vient que si cet élément de matrice multiplié par l'espace des phases est calculé à partir des paramètres cinématiques mesurés dans un événement sélectionné et qui provient effectivement de la désintégration d'une paire de quark top-anti-top, une grande valeur sera obtenue. En revanche, si l'événement sélectionné est du bruit de fond, puisqu'il ne sera pas compatible avec l'élément de matrice ou l'espace des phases, la valeur obtenue sera beaucoup plus petite. Enfin, du fait de la dépendance de cet élément avec la masse du quark top, il suffira de rechercher la valeur qui sera cinématiquement compatible avec les autres paramètres cinématiques mesurés dans les données et qui maximisera donc le résultat.

Pour arriver à cette fin, l'analyse met en œuvre une fonction de vraisemblance dont l'application dans le cas présent sera détaillée. Puis, les différentes informations nécessaires à son utilisation seront étudiées. L'exécution de la méthode sera alors faite sur les événements Monte-Carlo puis sur les données. Enfin, l'extraction de la masse et la mesure des erreurs statistiques puis des incertitudes systématiques associées seront développées.

7.1 De la fonction de vraisemblance à la masse du quark top

7.1.1 Introduction sur les fonctions de vraisemblance

En considérant qu'il est possible d'écrire une fonction P_p qui donne la probabilité que l'événement observé, avec ses paramètres cinématiques mesurés \mathbf{x} , correspond au processus physique p dépendant d'un paramètre¹ α , il est possible de déterminer la vraie valeur α_0 de ce dernier via l'utilisation de la fonction de vraisemblance $L_{\text{evt}}(\alpha)$ qui s'écrit :

$$L_{\text{evt}}(\alpha) = P_p(\mathbf{x}, \alpha) \quad (7.1)$$

En effet, celle-ci possède un maximum pour la valeur α_0 du paramètre α .

Dans la pratique, les échantillons d'événements sont contaminés par du bruit de fond. Afin d'améliorer la mesure, il est nécessaire de le prendre en compte dans la fonction de vraisemblance en calculant aussi, pour un événement donné, la probabilité qu'ils a de correspondre au processus² de bruit de fond considéré. De ce fait, considérant que l'échantillon possède une fraction f de signal, il vient :

$$L_{\text{evt}}(\alpha) = f \times P_{\text{sig}}(\mathbf{x}, \alpha) + (1 - f) \times P_{\text{bdf}}(\mathbf{x}) \quad (7.2)$$

où la fonction P_{bdf} ne dépend naturellement pas du paramètre α à mesurer.

En résumé, si la fonction de vraisemblance est calculée pour un événement de signal, la probabilité P_{sig} sera très importante pour la bonne valeur de α et sera faible ailleurs, tandis que la probabilité P_{bdf} sera constante par rapport à α . En revanche, dans le cas d'un événement de bruit de fond, la probabilité P_{sig} sera négligeable tandis que la probabilité P_{bdf} sera élevée mais ce, quelque soit la valeur du paramètre α dont elle ne dépend pas.

Ce faisant, il est alors possible de calculer une telle fonction pour les N_{evts} événements sélectionnés puis de les multiplier pour obtenir la fonction de vraisemblance $L(\alpha)$ pour tous ces événements :

$$L(\alpha) = \prod_{i=1}^{N_{\text{evts}}} L_{\text{evt } i}(\alpha) = \prod_{i=1}^{N_{\text{evts}}} [f \times P_{\text{sig}}(\mathbf{x}_i, \alpha) + (1 - f) \times P_{\text{bdf}}(\mathbf{x}_i)] \quad (7.3)$$

Ainsi, d'après les observations détaillées précédemment, celle-ci aura un maximum pour la valeur α_0 de α , créé par les événements de signal.

7.1.2 La fonction de probabilité via l'élément de matrice

Pour rappel, la probabilité³ qu'un processus p se produise, suite à l'interaction dure de deux partons, connaissant l'énergie et l'impulsion $\mathbf{y} = (E_1, \dots, E_n, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n)$ des n particules présentes dans l'état final, s'écrit :

$$d\sigma_p(\mathbf{y}, m_t) = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}_p(\mathbf{y}, m_t)|^2}{\epsilon_1 \epsilon_2 s} d\Phi_n \quad (7.4)$$

1. L'explication est ici générique mais, dans la suite, α correspondra au paramètre : masse du quark top ou m_t .

2. Dans la suite de l'étude, il ne sera pris en compte que le processus de bruit de fond principal : $Z \rightarrow ll$. L'omission des autres processus de bruit de fond n'altère pas de manière importante le résultat et permet de simplifier significativement l'analyse.

3. La masse des partons étant négligeable devant l'énergie qu'ils possèdent, elle sera considérée comme nulle dans la suite.

avec \mathcal{M}_p , l'élément de matrice du processus p considéré, s , l'énergie disponible dans le centre de masse, ϵ_1 et ϵ_2 , respectivement la fraction d'énergie emportée par l'un et l'autre des partons initiaux et $d\Phi_n$, l'élément de l'espace des phase défini comme :

$$d\Phi_n(E, E_1, \dots, E_n, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n) = \delta^4\left(E - \sum_{i=1}^n E_i\right) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \mathbf{p}_i}{(2\pi)^3 2E_i} \quad (7.5)$$

avec $E = (\epsilon_1 + \epsilon_2)\sqrt{s}$.

Or, puisque l'énergie des partons initiaux, intervenant dans les équations précédentes au travers de ϵ_1 et ϵ_2 , n'est pas directement connue, la section efficace $d\sigma_p$ doit être convoluée avec les fonctions de distribution de partons PDF, f_{PDF} , représentant la probabilité de trouver un quark d'une saveur donnée et ayant une fraction d'impulsion du proton ou de l'antiproton, donnée, sommées sur les différentes compositions en saveur des partons initiaux. Alors :

$$d\sigma_p^{p\bar{p}}(\mathbf{y}, m_t) = \int_{\epsilon_1, \epsilon_2, \Phi_n} \sum_{\text{saveur}} d\epsilon_1 d\epsilon_2 f_{\text{PDF}}(\epsilon_1) f_{\text{PDF}}(\epsilon_2) d\sigma_p(\mathbf{y}, m_t) \quad (7.6)$$

et puisqu'il n'est pas possible de savoir de quel parton proviennent les jets engendrés par les quarks b produits, une somme sur les deux permutations possibles est effectuée.

De plus, les particules de l'état final, détectées et reconstruites, ne sont connues qu'à une certaine précision du fait de la résolution finie du détecteur. Cela signifie que l'impulsion transverse \mathbf{y} d'une particule sera mesurée comme étant \mathbf{x} . Connaissant les résolutions de chacun des sous-détecteurs, il est possible d'établir une fonction de transfert prenant cet effet en compte et convoluer $d\sigma_p^{p\bar{p}}$ avec :

$$d\sigma_p^{p\bar{p}}(\mathbf{x}, m_t) = \int_{\mathbf{y}} W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\sigma_p^{p\bar{p}}(\mathbf{y}, m_t) \quad (7.7)$$

Enfin, pour tenir compte de l'effet de l'acceptance du détecteur, de la probabilité qu'un événement a de satisfaire aux conditions de sélection globale, Θ_{acc} , et de l'efficacité des sélections topologiques, ϵ_{topo} , la section efficace est normalisée par la section efficace observable :

$$\sigma_p^{\text{obs}}(m_t) = \epsilon_{\text{topo}}(m_t) \int_{\mathbf{x}, \mathbf{y}} d\sigma_p^{p\bar{p}}(\mathbf{x}, m_t) W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Theta_{\text{acc}}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (7.8)$$

Par conséquent, la fonction de probabilité utilisée dans la fonction de vraisemblance s'écrit :

$$P_p(\mathbf{x}, m_t) = \frac{1}{\sigma_p^{\text{obs}}(m_t)} \int_{\mathbf{y}, \epsilon_1, \epsilon_2, \Phi_n} \sum_{\text{saveur}} d\epsilon_1 d\epsilon_2 f_{\text{PDF}}(\epsilon_1) f_{\text{PDF}}(\epsilon_2) \times d\sigma_p(\mathbf{y}, m_t) W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (7.9)$$

Et, pour chaque paramètre non mesuré, comme l'impulsion transverse des neutrinos, une intégration est effectuée sur tout l'espace de phase qui lui est accessible.

Naturellement, dans la cas de la probabilité associée au bruit de fond, P_{bdf} ne dépendant pas de la masse du quark top, σ_{obs} n'en dépend pas, tout comme $d\sigma_p$.

7.2 Détermination des fonctions de transfert

Afin de comprendre la nécessité des fonctions de transfert, il est possible de travailler sur un lot d'événements de signal Monte-Carlo où l'impulsion générée de chacun des objets est utilisée en lieu et place de celle reconstruite. En n'utilisant pas de fonction de transfert, il est alors possible de déterminer la résolution sur la masse du quark top mesurée, obtenue par la méthode décrite auparavant,

engendrée par la résolution sur l'impulsion transverse d'un objet particulier lorsque son impulsion reconstruite est utilisée [1]. Le résultat, présenté sur la figure 7.1a, fait apparaître une très nette dégradation de la résolution sur la masse, à 6 GeV, du fait de la résolution non négligeable sur l'impulsion transverse des muons, et à 15 GeV, du fait de la résolution importante sur l'énergie des jets. En comparaison, la résolution sur la masse induite par celle raisonnable sur l'impulsion transverse des électrons n'est que de 3 GeV.

Une étude détaillée de l'évolution de la résolution sur la masse du quark top en fonction de celle sur l'impulsion transverse est faite (cf. Fig. 7.1b). Lorsque les muons sont de faible impulsion transverse (figure b1), la résolution sur la masse du quark top obtenue est similaire à celle induite par la résolution sur l'impulsion transverse des électrons. Et, plus l'impulsion transverse des muons augmente, plus la résolution associée⁴ ainsi que celle sur la masse du quark top se dégradent (figures b2 à b5). Cette dernière devient d'ailleurs plus importante (figure b6) que celle induite par la résolution sur l'énergie des jets pour des muons ayant une impulsion transverse supérieure à 120 GeV.

Afin de prendre en compte les effets de résolution du détecteur, des fonctions de transfert, donnant la probabilité qu'un objet d'impulsion x soit mesuré comme étant y , sont déterminées. Mais comme celles-ci rajoutent des intégrations supplémentaires, il est nécessaire de poser des hypothèses pour optimiser la précision nécessaire et le temps de calcul à effectuer. Pour ces raisons, il a été décidé que :

- les électrons seront considérés comme ayant une résolution suffisamment fine pour ne pas nécessiter de fonction de transfert⁵ ;
- la résolution variant de manière importante avec l'impulsion transverse des muons, une fonction de transfert sera déterminée pour prendre en compte cet effet ;
- de la même manière, la résolution de l'énergie des jets sera modélisée dans une fonction de transfert associée, dépendant de son impulsion transverse et de sa rapidité.

Leur détermination [2] est détaillée ci-dessous. Puis, la nécessité de prendre en compte l'impulsion transverse du système top-anti-top sera décrite.

7.2.1 La fonction de transfert de l'énergie des jets

Afin de mesurer cette fonction de transfert, la distribution de la différence ΔE entre l'énergie reconstruite du jet, E_j^{reco} , et l'énergie du parton l'ayant engendré, E_p , est ajustée avec une double-gaussienne :

$$W_{jet}(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}(p_2 + p_3 \times p_5)} \times \left[\exp\left(-\frac{(\Delta E - p_1)^2}{2p_2^2}\right) + p_3 \exp\left(-\frac{(\Delta E - p_4)^2}{2p_5^2}\right) \right] \quad (7.10)$$

avec p_i , où $i = \{1, 2, 3, 4, 5\}$, les paramètres libres de l'ajustement qui sont des fonctions affines de l'énergie du parton :

$$p_i = a_i + b_i \times E_p \quad (7.11)$$

et $a_3 = 0$.

Ce travail d'ajustement a été réalisé pour différents types de partons à l'origine des jets : les quarks légers et les quarks b , pour différentes régions en η , et pour les deux périodes de prise de données : *Run IIa* et *Run IIb*, à partir d'événements de signal Monte-Carlo où toutes les corrections nécessaires

4. L'impulsion transverse des muons est déterminée à partir de la mesure du rayon de courbure de la trace associée, mesurée dans le système de trajectographie. Plus cette impulsion transverse est importante, plus le rayon de courbure est grand et plus il est difficile de le mesurer avec précision.

5. Il serait nécessaire de déterminer une fonction de transfert pour les électrons. Cependant, chaque nouvelle fonction de transfert nécessite une intégration supplémentaire et augmente, de fait, le temps de calcul. Puisque celui-ci est déjà très important, il a été choisi de ne déterminer ces fonctions que pour les objets qui dégradent le plus la mesure de la masse.

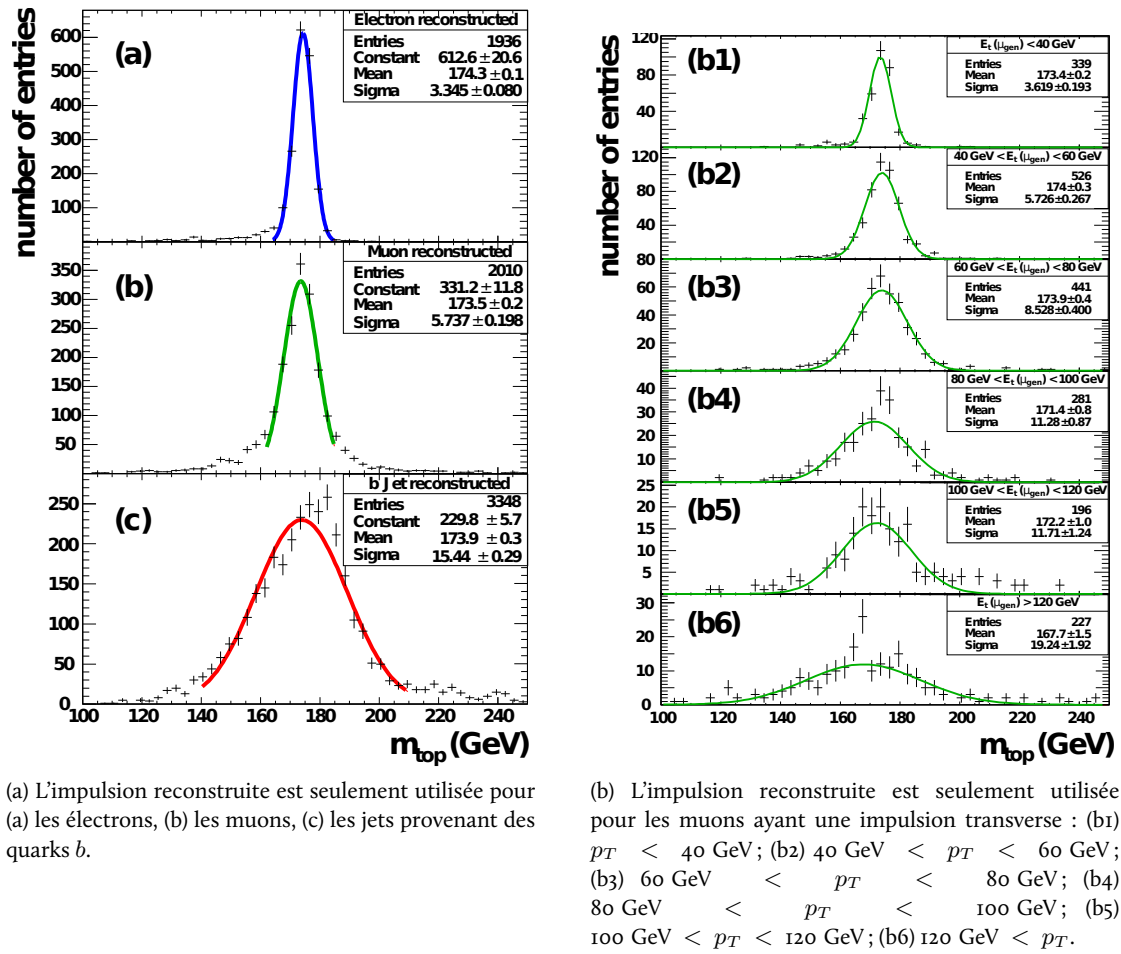


FIGURE 7.1 – Évolution de la résolution de la masse du quark top obtenue par cette analyse à partir d'événements de signal Monte-Carlo (canal $e\mu$, $m_t = 175$ GeV) lorsque toutes les impulsions générées sont utilisées en lieu et place des reconstruites, sauf pour certains objets.

ont été appliquées auparavant. De plus, les jets issus d'un quark b , contenant un muon provenant de la désintégration semi-muonique d'un hadron lourd, sont traités séparément des autres jets de b afin de prendre en compte l'énergie non-mesurée des neutrinos issus de cette désintégration. Le résultat est présenté dans les tables 7.1 et 7.2.

$ \eta_{\text{det}} $	p	quarks légers		quark b		quark b avec μ	
		a_i	b_i	a_i	b_i	a_i	b_i
0 – 0,5	1	-1,87	$5,38 \cdot 10^{-3}$	-4,49	$-1,71 \cdot 10^{-2}$	-1,89	$-7,84 \cdot 10^{-2}$
	2	3,68	$1,16 \cdot 10^{-1}$	2,64	$1,38 \cdot 10^{-1}$	3,16	$1,53 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$1,69 \cdot 10^{-4}$	0	$3,05 \cdot 10^{-4}$	0	$2,36 \cdot 10^{-4}$
	4	20,4	$-8,45 \cdot 10^{-2}$	41,5	$-6,17 \cdot 10^{-1}$	-25,1	$-2,46 \cdot 10^{-1}$
	5	-3,29	$4,58 \cdot 10^{-1}$	14,4	$1,52 \cdot 10^{-1}$	-20,4	$4,62 \cdot 10^{-1}$
0,5 – 1	1	0,33	$-1,00 \cdot 10^{-2}$	-2,33	$-3,98 \cdot 10^{-2}$	1,71	$-1,00 \cdot 10^{-1}$
	2	3,83	$1,30 \cdot 10^{-1}$	3,12	$1,47 \cdot 10^{-1}$	3,99	$1,59 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$1,30 \cdot 10^{-4}$	0	$2,33 \cdot 10^{-4}$	0	$1,95 \cdot 10^{-4}$
	4	30,5	$-9,49 \cdot 10^{-2}$	70,3	$-7,91 \cdot 10^{-1}$	165	-1,40
	5	-2,02	$3,81 \cdot 10^{-1}$	-2,00	$3,43 \cdot 10^{-1}$	-46,5	$8,49 \cdot 10^{-1}$
1 – 1,5	1	7,39	$-9,13 \cdot 10^{-2}$	2,50	$-9,68 \cdot 10^{-2}$	-2,79	$-7,90 \cdot 10^{-2}$
	2	4,65	$1,58 \cdot 10^{-1}$	4,34	$1,64 \cdot 10^{-1}$	6,37	$1,62 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$1,54 \cdot 10^{-4}$	0	$1,73 \cdot 10^{-4}$	0	$7,42 \cdot 10^{-5}$
	4	35,5	$-3,15 \cdot 10^{-2}$	89,6	$-7,37 \cdot 10^{-1}$	71,5	$-1,95 \cdot 10^{-1}$
	5	25,2	$6,45 \cdot 10^{-2}$	-3,89	$3,40 \cdot 10^{-1}$	-140	1,69
1,5 – 2,5	1	16,4	$-1,65 \cdot 10^{-1}$	5,11	$-9,68 \cdot 10^{-2}$	-2,79	$-7,90 \cdot 10^{-2}$
	2	4,27	$1,62 \cdot 10^{-1}$	6,44	$1,49 \cdot 10^{-1}$	-6,97	$3,25 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$2,42 \cdot 10^{-4}$	0	$1,73 \cdot 10^{-4}$	0	$7,42 \cdot 10^{-5}$
	4	43,8	$-2,36 \cdot 10^{-2}$	116	$-7,37 \cdot 10^{-1}$	-894	$-1,95 \cdot 10^{-1}$
	5	34,2	$-1,41 \cdot 10^{-2}$	-3,89	$2,93 \cdot 10^{-1}$	-141	-256

TABLE 7.1 – Paramètres p_i de la fonction de transfert de l'énergie des jets pour différentes valeurs de η_{det} et suivant la nature du parton ayant engendré le jet, pour les événements du *Run IIa*.

7.2.2 La fonction de transfert de l'impulsion transverse des muons

Pour les muons ayant interagi avec la partie centrale du système de trajectographie, leur résolution peut être décrite par une gaussienne en fonction de la différence, $\Delta(q/p_T)$, entre la courbure du muon reconstruite, $(q/p_T)_{\mu}^{\text{reco.}}$, et sa courbure $(q/p_T)_{\mu}$. Alors, la fonction de transfert s'écrit :

$$W_{\mu} \left(\Delta \left(\frac{q}{p_T} \right) \right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(q/p_T)_{\mu}^{\text{reco.}} - (q/p_T)_{\mu}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (7.12)$$

avec la résolution σ qui dépend principalement de la pseudo-rapacité mesurée lorsque les muons sont non-centraux et vérifient $\eta_{\mu}^{\text{reco.}} > 1,4$. Ceci s'explique d'ailleurs par l'effet de bras de levier tel que décrit dans le chapitre 5. En revanche, la dépendance en fonction de l'inverse de l'impulsion transverse du muon mesuré, $(1/p_T)_{\mu}^{\text{reco.}}$, reste faible (cf. Fig. 7.2).

Pour cette raison, il est possible de définir le paramètre de résolution comme suit :

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_0 & \text{lorsque } |\eta| < \eta_0 \\ \sqrt{\sigma_0^2 + [c \times (|\eta| - \eta_0)]^2} & \text{lorsque } |\eta| > \eta_0 \end{cases} \quad (7.13)$$

et, pour prendre en compte la faible dépendance en $(1/p_T)_{\mu}^{\text{reco.}}$, les paramètres libres sont définis comme :

$$\sigma_0 = a_{\sigma_0} + b_{\sigma_0} \times \left(\frac{1}{p_T} \right)_{\mu}^{\text{reco.}} \quad (7.14)$$

$ \eta_{\text{det}} $	\mathbf{p}	quarks légers		quark b		quark b avec μ	
		\mathbf{a}_i	\mathbf{b}_i	\mathbf{a}_i	\mathbf{b}_i	\mathbf{a}_i	\mathbf{b}_i
0 – 0,5	1	-2,73	$1,67 \cdot 10^{-2}$	3,30	$-2,13 \cdot 10^{-1}$	6,37	$-1,46 \cdot 10^{-1}$
	2	5,44	$6,29 \cdot 10^{-2}$	5,02	$1,73 \cdot 10^{-1}$	2,53	$1,43 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$4,32 \cdot 10^{-4}$	0	$3,48 \cdot 10^{-2}$	0	$3,85 \cdot 10^{-4}$
	4	15,4	$-2,12 \cdot 10^{-1}$	-6,68	$2,38 \cdot 10^{-2}$	28,0	$-3,87 \cdot 10^{-1}$
	5	17,7	$1,96 \cdot 10^{-1}$	5,06	$4,71 \cdot 10^{-2}$	18,0	$1,30 \cdot 10^{-1}$
0,5 – 1	1	-0,80	$-3,59 \cdot 10^{-3}$	5,38	$-2,26 \cdot 10^{-1}$	6,31	$-1,40 \cdot 10^{-1}$
	2	5,40	$8,46 \cdot 10^{-2}$	5,08	$1,77 \cdot 10^{-1}$	3,89	$1,37 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$4,81 \cdot 10^{-4}$	0	$2,49 \cdot 10^{-2}$	0	$3,42 \cdot 10^{-4}$
	4	20,1	$-2,38 \cdot 10^{-1}$	-6,56	$-1,91 \cdot 10^{-2}$	15,2	$-9,74 \cdot 10^{-2}$
	5	18,9	$1,69 \cdot 10^{-1}$	4,36	$6,99 \cdot 10^{-2}$	23,2	$2,91 \cdot 10^{-2}$
1 – 1,5	1	13,2	$-3,26 \cdot 10^{-1}$	2,85	$-1,85 \cdot 10^{-1}$	8,00	$-1,39 \cdot 10^{-1}$
	2	6,97	$5,84 \cdot 10^{-2}$	0,98	$1,83 \cdot 10^{-1}$	8,54	$1,28 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$2,52 \cdot 10^{-2}$	0	$6,69 \cdot 10^{-3}$	0	$1,89 \cdot 10^{-4}$
	4	4,71	$-8,37 \cdot 10^{-3}$	0,85	$-2,83 \cdot 10^{-2}$	79,0	$2,22 \cdot 10^{-1}$
	5	10,3	$6,42 \cdot 10^{-2}$	13,8	$6,04 \cdot 10^{-2}$	28,0	$-0,29 \cdot 10^{-1}$
1,5 – 2,5	1	15,2	$-2,17 \cdot 10^{-1}$	13,1	$-2,90 \cdot 10^{-1}$	16,5	$-1,91 \cdot 10^{-1}$
	2	3,34	$1,45 \cdot 10^{-1}$	3,86	$1,36 \cdot 10^{-1}$	4,88	$1,43 \cdot 10^{-1}$
	3	0	$4,06 \cdot 10^{-3}$	0	$7,52 \cdot 10^{-3}$	0	$1,21 \cdot 10^{-4}$
	4	17,2	$-3,69 \cdot 10^{-2}$	5,59	$-4,54 \cdot 10^{-2}$	47,3	$5,21 \cdot 10^{-2}$
	5	17,5	$5,34 \cdot 10^{-2}$	15,0	$7,60 \cdot 10^{-2}$	28,3	$-8,55 \cdot 10^{-2}$

TABLE 7.2 – Paramètres p_i de la fonction de transfert de l'énergie des jets pour différentes valeurs de η_{det} et suivant la nature du parton ayant engendré le jet, pour les événements du *Run IIb*.

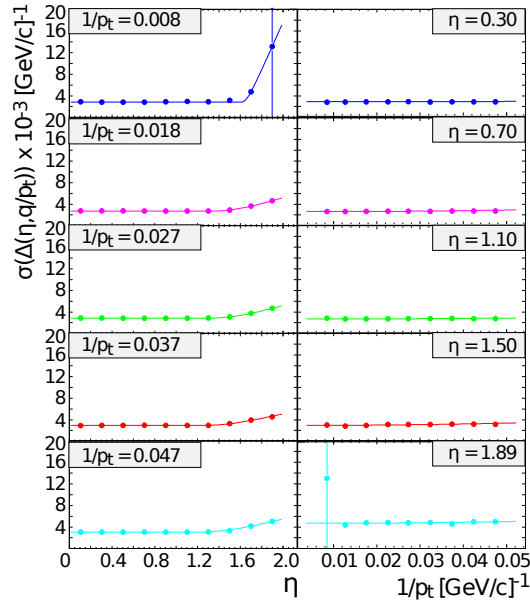


FIGURE 7.2 – Dépendance de la résolution du muon en fonction de η et de l'inverse de l'impulsion du muon pour le *Run IIa*.

$$c = a_c + b_c \times \left(\frac{1}{p_T} \right)_\mu^{\text{reco.}} \quad (7.15)$$

Et, puisque la résolution varie dans le temps et dépend de l'interaction ou pas du muon avec le SMT, différents jeux de paramètres sont déterminés à partir d'événements Monte-Carlo de signal et de $Z + \text{jets}$, pour les différentes périodes de prise de données et dans le cas où il y a interaction avec le SMT ou pas. Les résultats sont présentés dans les tableaux 7.3.

Run	Paramètre	$N_{\text{SMT}} = 0$	$N_{\text{SMT}} > 0$
Run IIa pre	$a_{\sigma_0} [\text{GeV}^{-1}]$	$5,23 \cdot 10^{-3}$	$3,16 \cdot 10^{-3}$
	b_{σ_0}	$-5,27 \cdot 10^{-2}$	$2,77 \cdot 10^{-2}$
	$a_c [\text{GeV}^{-1}]$	$2,04 \cdot 10^{-2}$	$4,24 \cdot 10^{-3}$
	b_c	$-1,73 \cdot 10^{-1}$	$1,38 \cdot 10^{-1}$
	η_0	1,40	1,40
Run IIa post	$a_{\sigma_0} [\text{GeV}^{-1}]$	$4,76 \cdot 10^{-3}$	$3,27 \cdot 10^{-3}$
	b_{σ_0}	$-3,11 \cdot 10^{-2}$	$-2,09 \cdot 10^{-2}$
	$a_c [\text{GeV}^{-1}]$	$2,07 \cdot 10^{-2}$	$9,40 \cdot 10^{-3}$
	b_c	$-1,78 \cdot 10^{-1}$	$3,87 \cdot 10^{-2}$
	η_0	1,40	1,40
Run IIb	$a_{\sigma_0} [\text{GeV}^{-1}]$	$3,62 \cdot 10^{-3}$	$2,08 \cdot 10^{-3}$
	b_{σ_0}	$1,39 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$
	$a_c [\text{GeV}^{-1}]$	$2,07 \cdot 10^{-2}$	$7,67 \cdot 10^{-3}$
	b_c	$7,04 \cdot 10^{-2}$	$7,85 \cdot 10^{-2}$
	η_0	1,40	1,40

TABLE 7.3 – Paramètres de la fonction de transfert de l'impulsion transverse des muons pour les différentes périodes de prise de données et dans le cas où le muon a ou non interagit avec le SMT. Le *Run IIa pre* et le *Run IIa post* se réfèrent respectivement à la prise de données : 2002–2004 et 2004–2006.

7.2.3 Prise en compte de l'impulsion transverse du système top-anti-top

Suite à l'utilisation de la méthode de l'élément de matrice pour la mesure de la masse du quark top dans une analyse plus ancienne [3], il a été observé qu'un biais apparaissait dans la courbe représentant la masse du quark top mesurée en fonction de celle utilisée lors de la génération des événements de signal, autrement appelée courbe d'étalonnage (cf. Fig. 7.3), lorsque l'impulsion transverse du système top-anti-top n'était pas prise en compte dans le calcul de la probabilité de signal. Aussi, lorsque plus de deux jets se trouvaient dans l'état final, la courbe d'étalonnage faisait apparaître un biais d'autant plus important (cf. Fig. 7.3). De ce fait, il est impératif de tenir compte de l'impulsion transverse du système top-anti-top.

Si ces jets supplémentaires proviennent du processus dur ⁶, ceux-ci sont soit des radiations dans l'état initial (*ISR*), et alors l'impulsion transverse du système top-anti-top n'est plus négligeable, soit des radiations dans l'état final (*Final State Radiations (FSR)*), et alors l'énergie d'un des quarks émis est alors contenue dans deux jets distincts.

Pour comprendre ce phénomène, l'impulsion transverse du système top-anti-top est calculée pour des événements de signal Monte-Carlo en utilisant les impulsions transverses générées, puis un histogramme est tracé à partir d'événements à deux jets seulement (cf. Fig. 7.4a) et à partir d'événements à plus de deux jets (cf. Fig. 7.4b) [2]. Dans le premier cas, le pic de cette distribution se retrouve bien à faible impulsion transverse comme il était attendu. En revanche, dans le second cas, deux pics sont présents ; le premier étant à faible impulsion transverse, il correspond aux jets émis dans l'état final ou non associés au processus dur. Il serait tout à fait possible de les prendre en compte mais ceci

6. Et la sélection des jets s'en assure, en particulier grâce à la condition sur des traces provenant du vertex primaire.

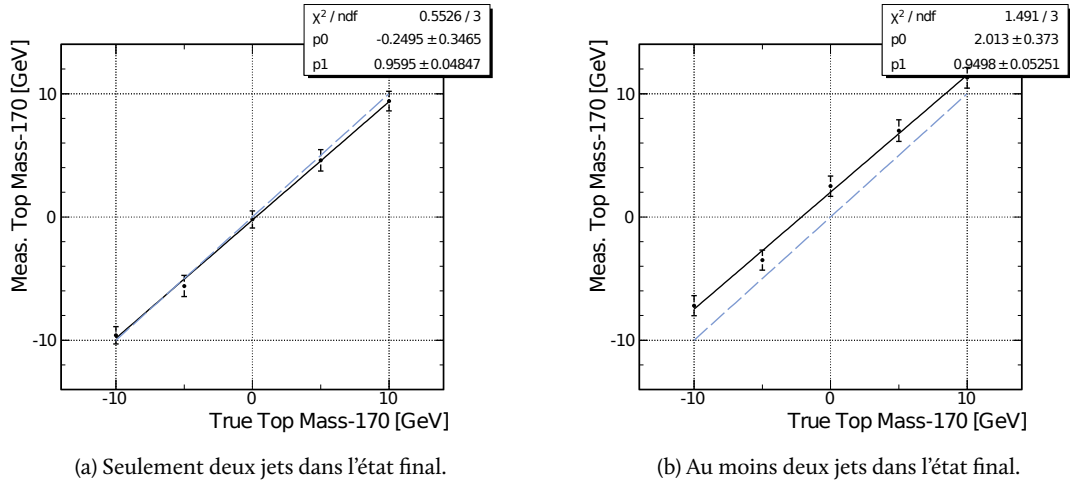


FIGURE 7.3 – Courbes d'étalonnage obtenues dans une analyse précédente [3] mettant en évidence son altération lorsque plus de deux jets étaient présents dans l'état final du fait de la non prise en compte de l'impulsion transverse du système top-anti-top. Elles ont été produites avec des événements de signal seulement, dans le canal $e\mu$.

ralentirait le calcul. De plus, leur nombre étant négligeable face aux ISR, ils seront alors négligés et seulement les deux jets les plus énergétiques seront pris en compte. En revanche, le second pic étant déplacé vers les grandes impulsions transverses, les événements le constituant proviennent d'ISR.

Ces affirmations ont été vérifiées [2] en étudiant les événements à trois jets et en ajoutant le troisième à l'un des deux premiers puis en reconstruisant la masse pour les deux populations qui sont : $p_t^{t\bar{t}} < 10 \text{ GeV}$ et $p_t^{t\bar{t}} > 10 \text{ GeV}$ (cf. Fig. 7.5). La population correspondant aux événements où le système top-anti-top a une impulsion transverse inférieure à 10 GeV conduit à un décalage dans la masse mesurée qui n'est que de 15 GeV, à comparer aux 50 GeV pour l'autre population. Cela met donc en avant le fait que les jets de cette première catégorie proviennent bien des FSR.

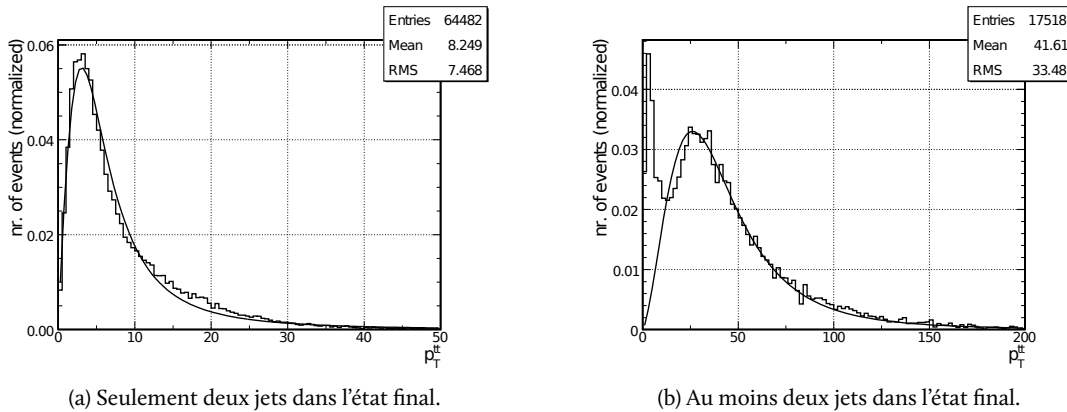


FIGURE 7.4 – Distribution d'impulsion transverse du système top-anti-top dans le cas où il n'y a que deux jets dans l'état final et dans le cas où il y en a plus.

Afin de tenir compte des effets de ces ISR dans le cas où seulement deux jets sont reconstruits mais aussi dans le cas où plusieurs jets sont présents, les distributions de la figure 7.4 sont ajustées

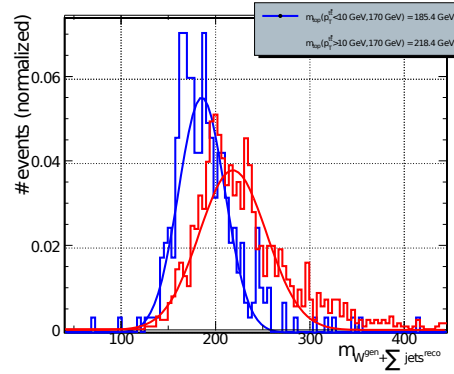


FIGURE 7.5 – Reconstruction de la masse du quark top à partir des informations générées du W et de l'énergie des jets pour des événements à plus de deux jets dans l'état final, pour deux populations d'événements suivant l'impulsion transverse du système top-anti-top ($m_t = 170$ GeV).

selon la fonction :

$$W_{p_T^{t\bar{t}}} = a_0 \times \frac{\left(p_T^{t\bar{t}}\right)^{a_1}}{\left[\left(p_T^{t\bar{t}}\right)^2 + a_2\right]^{a_3}} \quad (7.16)$$

et qui, comme toute fonction de transfert, doit satisfaire la condition de normalisation :

$$\int_0^\infty d\left(p_T^{t\bar{t}}\right) W_{p_T^{t\bar{t}}} = 1 \quad (7.17)$$

Les résultats obtenus, valables pour toutes les périodes de prise de données, sont présentés dans le tableau 7.4.

Paramètre	$N_{\text{jets}} = 2$	$N_{\text{jets}} > 2$
a_0 [GeV]	$5,87 \cdot 10^{-1}$	$2,48 \cdot 10^3$
a_1 [GeV]	$8,85 \cdot 10^{-1}$	1,43
a_2 [GeV ²]	$2,88 \cdot 10^1$	$1,99 \cdot 10^3$
a_3 [GeV ²]	1,8	2,8

TABLE 7.4 – Paramètres de la fonction de transfert de l'impulsion transverse du système top-anti-top dans le cas où il y a deux jets, ou plus, reconstruits et sélectionnés dans l'événement.

Une optimisation intéressante à étudier dans le futur serait de déterminer une fonction de transfert pour l'impulsion du système top-anti-top à partir de l'énergie du troisième jet. En effet, si celui-ci est issu de radiations dans l'état initial, il y a une corrélation certaine. Autrement, il pourrait aussi être intéressant de déterminer cette fonction de transfert par rapport à l'énergie transverse manquante. Cependant, une telle fonction serait limitée du fait de l'importante résolution associée à cette énergie et d'une corrélation qui n'est pas aussi prononcée que dans le premier cas.

La qualité de ces différentes fonctions de transfert permet, comme il sera présenté dans la suite de ce chapitre, d'obtenir d'excellentes courbes d'étalonnage : à l'instar de ce qui est observable sur la figure 7.3, l'absence ou la mauvaise qualité d'une fonction de transfert engendre des biais qui dégradent ces courbes.

7.3 La probabilité de signal

Une fois tous les éléments nécessaires au calcul de la fonction de probabilité de signal, voici une description de son calcul puis de sa normalisation.

7.3.1 Calcul de la probabilité du signal

D'après l'équation 7.9, la fonction de vraisemblance pour un événement de signal s'écrit :

$$P_{t\bar{t}}(\mathbf{x}, m_t) = \frac{1}{\sigma_{t\bar{t}}^{\text{obs}}(m_t)} \int_{\epsilon_1, \epsilon_2, \Phi_6, p_T^{t\bar{t}}} \sum_{\text{saveur}} d\epsilon_1 d\epsilon_2 f_{\text{PDF}}(\epsilon_1) f_{\text{PDF}}(\epsilon_2) \times \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{M}_{t\bar{t}}(\mathbf{y}, m_t)|^2}{\epsilon_1 \epsilon_2 s} d\Phi_6 W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\mathbf{y} W_{p_T^{t\bar{t}}} dp_T^{t\bar{t}} \quad (7.18)$$

avec $W(\mathbf{x}, \mathbf{y})$, correspondant aux fonctions de transfert associées à l'énergie des jets et à l'impulsion transverse des muons, puis $\mathcal{M}_{t\bar{t}}$, correspondant à l'élément de matrice du processus de création puis désintégration d'une paire de quark top-anti-top produite par l'annihilation d'une paire de quark et d'anti-quark, tel que développé dans le chapitre 1.

Afin de pouvoir calculer cette fonction de vraisemblance pour chacun des événements sélectionnés, il est nécessaire d'effectuer une intégration sur : toutes les possibilités de fraction d'impulsion emportée par les deux quarks initiaux, l'espace de phase à six corps des six particules de l'état final et les possibilités d'impulsion transverse du système top-anti-top. De plus, puisque l'association entre les jets et les partons n'est pas connue, il est nécessaire de calculer chacune des deux associations possibles. L'intégration ne sera cependant pas faite sur les paramètres qui sont bien mesurés par le détecteur : la direction des jets et des leptons ainsi que l'énergie des électrons. Par conséquent, le nombre de variables à intégrer est de 8, plus une⁷ pour chaque muon dans l'état final (cf. Tab. 7.5).

Fraction d'impulsion ϵ_1, ϵ_2 des partons initiaux	2
Impulsion selon x et y du système top-anti-top	2
Énergie-impulsion des 6 particules de l'état final (masse connue)	18
Direction des deux jets	-4
Vecteur impulsion des deux leptons chargés	-6
Conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion	-4
Dimensions restantes	8
Approximation de largeur étroite	-2
Dimensions finales	6

TABLE 7.5 – Dimension de l'intégration à effectuer pour calculer la fonction de vraisemblance associée à la probabilité de signal d'un événement.

Puisque le temps de calcul de ces intégrales est un facteur important dans cette analyse, il est important d'optimiser au mieux l'intégration afin de le réduire. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser des variables d'intégration les moins corrélées entre elles et telles que la fonction à intégrer soit la plus piquée possible pour chaque variable. Cette remarque est tempérée par le choix historique fait d'avoir des calculs et une résolution cinématique plus simple. Cela conduit à utiliser :

$$|\vec{p}_{b1}|, |\vec{p}_{b2}|, p_{\nu_1}^x - p_{\nu_2}^x, p_{\nu_1}^y - p_{\nu_2}^y, p_{t\bar{t}}^x, p_{t\bar{t}}^y, m_{W_1}^2 \text{ et } m_{W_2}^2 \quad (7.19)$$

En outre, puisque l'élément de matrice contient une fonction de BREIT-WIGNER associée à chaque masse du boson W et que celle-ci est très étroite, il est possible de réaliser l'intégration sur les variables $m_{W_1}^2$ et $m_{W_2}^2$ analytiquement, en utilisant l'approximation de largeur étroite :

$$\int \frac{f(m^2) d(m^2)}{(m^2 - m_0^2)^2 + (m_0 \Gamma_0)^2} \simeq \frac{\pi f(m_0^2)}{m_0 \Gamma_0} \quad (7.20)$$

avec $f(m^2)$, une fonction qui a un comportement régulier selon m^2 , puis m_0 et Γ_0 , respectivement la valeur moyenne et la largeur de la résonance. Alors, il est possible de réduire de 2 le nombre d'intégrations à effectuer (cf. Tab. 7.5).

7. Pour prendre en compte la fonction de transfert associée à la résolution de l'impulsion transverse des muons.

Les intégrations sont alors calculées numériquement en utilisant un algorithme de Monte-Carlo avec le programme VEGAS [4, 5] et dont l'interface a été mise en place grâce à la *GNU Scientific Library* (GSL) [6]. Et, du fait des centaines de millions d'heures de calcul qu'il a été nécessaire pour intégrer tous les événements sélectionnés, une grande partie de ces calculs a été réalisée sur la grille de calcul mise en place principalement pour le LHC, par l'intermédiaire d'une suite de programmes développés et maintenus pour ce travail (cf. Annexe A).

7.3.2 Normalisation de la probabilité de signal

Afin de normaliser la probabilité de signal, il est nécessaire de calculer l'équation 7.8 qui s'écrit, pour un événement de signal :

$$\sigma_{t\bar{t}}^{\text{obs}}(m_t) = \epsilon_{\text{topo}}(m_t) \int_{\mathbf{x}, \mathbf{y}} d\sigma_{t\bar{t}}^{p\bar{p}}(\mathbf{y}, m_t) W(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Theta_{\text{acc}}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (7.21)$$

avec Θ_{acc} représentant l'acceptance du détecteur ainsi que les différentes conditions auxquelles les événements sélectionnés doivent satisfaire et dont l'efficacité varie avec la masse du quark top générée⁸. Pour cela, cette fonction vaut :

- 0 si au moins l'une des conditions de la sélection générale ne sont pas satisfaites ;
- 0 si la distance $\Delta R(g, g')$ entre l'un des appariements de deux jets est inférieure à 0,5 ;
- 0 si la distance $\Delta R(g, l)$ entre l'un des appariements d'un jet et d'un lepton chargé est inférieure à 0,5.

les deux dernières conditions assurent la non-superposition de deux jets ou d'un jet et d'un lepton chargé. Enfin, en l'absence de cette fonction Θ_{acc} , la section efficace calculée à l'ordre des arbres, sans conditions topologiques, de la production puis désintégration d'une paire de quark top-anti-top est obtenue. L'efficacité de sélection associée aux conditions topologiques, ϵ_{topo} , est calculée à partir d'événements Monte-Carlo.

Là encore, le programme VEGAS [4, 5] est utilisé pour intégrer l'équation 7.21. La masse du quark top ainsi que la masse du boson W avec leur distribution de BREIT-WIGNER sont utilisées comme variables d'intégration afin de maximiser les performances de l'algorithme d'intégration. Enfin, le résultat est ajusté avec un polynôme de degré trois.

7.4 La probabilité de bruit de fond

Comme il a déjà été discuté plus tôt, afin de gagner du temps sur le calcul de la probabilité de bruit de fond, seul le processus de bruit de fond dominant est modélisé⁹ : $Z \rightarrow ll + 2 \text{ jets}$. Il a d'ailleurs été constaté, dans une étude plus ancienne [7] de mesure de la masse du quark top dans les canaux leptons+jets, que la prise en compte de tous les processus de bruit de fond n'était pas forcément nécessaire. Bien que cela se ressente sur les courbes d'étalonnage, le faible biais engendré n'altère pas de manière notable la mesure de la masse. De plus, puisque l'étude est ici portée sur les canaux di-leptoniques, la quantité de bruit de fond sélectionné dans les échantillons est d'autant plus faible et la simplification est alors d'autant plus acceptable.

L'élément de matrice à l'ordre des arbres du processus $Z \rightarrow ll + 2 \text{ jets}$ multiplié par la fonction de distribution partonique est calculé via le générateur Monte-Carlo VECBOS [8]. Ses principaux avantages sont qu'il tient relativement bien compte des différents sous-processus et effectue un échantillonnage statistique de chacune des configurations de saveur et couleur. Malheureusement, il ne tient pas compte du processus $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow ll + 2 \text{ jets}$. Afin de parer à cette difficulté, qui représente le bruit de fond principal pour le canal $e\mu$, une fonction de transfert est utilisée.

8. Seules les conditions dont l'efficacité varie avec la masse du quark top sont importantes car celles-ci font varier l'allure de la courbe de normalisation ; les autres ne faisant qu'élever ou rabaisser la courbe. Puisque celle-ci sera normalisée, seule la forme de la courbe importe.

9. Comme il a été décrit dans le chapitre 6, les événements dibosons de bruit de fond sont estimés à partir des données.

7.4.1 Détermination de la fonction de transfert du lepton τ

La fonction de transfert associée à la présence de lepton τ dans un état intermédiaire représente la probabilité d'observer un lepton ayant une énergie supposée $E_l^{sup.}$ provenant d'un lepton τ d'énergie supposée $E_\tau^{sup.}$. Elle s'écrit :

$$W_\tau(E_l^{sup.}, E_\tau^{sup.}) = \sum_{i=0}^3 a_i \left(\frac{E_l^{sup.}}{E_\tau^{sup.}} \right)^i \quad (7.22)$$

Et, en supposant que tous les τ se désintègrent en produisant un électron ou un muon, cette fonction doit satisfaire à la condition de normalisation suivante :

$$\int_0^1 W_\tau(E_l^{sup.}, E_\tau^{sup.}) d\left(\frac{E_l^{sup.}}{E_\tau^{sup.}}\right) = 1 \quad (7.23)$$

Pour mesurer cette fonction de transfert, des événements $Z \rightarrow \tau\tau$ sont produits à partir du générateur Monte-Carlo ALPGEN et l'énergie du τ puis du lepton sont obtenues à partir des informations Monte-Carlo. Finalement, la distribution du rapport des deux énergies est ajustée avec un polynôme de degré trois [2] (cf. Fig. 7.6).

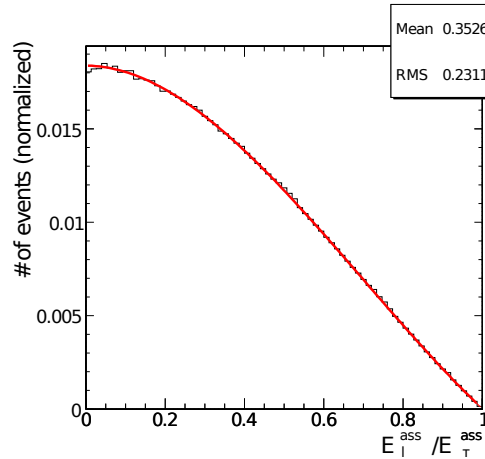


FIGURE 7.6 – Fonction de transfert du lepton τ en fonction de la fraction d'énergie emportée par le lepton.

7.4.2 Calcul de la probabilité de bruit de fond

Afin de calculer la probabilité de bruit de fond, il est supposé que la direction du lepton τ est identique à celle de l'électron ou du muon résultant de sa désintégration. Cette approximation repose sur le fait que les τ provenant de la désintégration du Z ont un grand *boost*.

Comme précédemment, la direction des jets et des leptons est obtenue à partir des informations mesurées. Cependant, l'énergie des jets est choisie aléatoirement selon la distribution de la fonction de transfert des jets, déterminée pour ceux ayant été engendrés par des quarks légers. Le produit de l'élément de matrice multiplié par les PDF est, dans le cas du processus ($Z \rightarrow ll$) 2 jets, calculé par VECBOS puis multiplié par l'espace des phases et la fonction de transfert des jets. Afin de prendre en compte la production d'un lepton τ comme particule intermédiaire, la fonction de transfert associée est incluse et cela conduit à la fonction de vraisemblance d'observer un lepton faisant suite à la désintégration d'un τ .

7.4.3 Normalisation de la probabilité de bruit de fond

Bien qu'il soit possible de calculer le facteur de normalisation, $\sigma_{Z \rightarrow ll}^{\text{obs}}$, nécessaire au calcul de la fonction de vraisemblance, comme précédemment, pour des raisons de temps d'intégration, une autre méthode est utilisée. Celle-ci est basée sur le principe qu'une seule valeur du rapport des normalisations du bruit de fond sur celle du signal donne un résultat correct pour la bonne fraction d'événements de signal. Pour ce faire :

- pour chaque canal et chaque masse du top générée, un ensemble d'environ 2000 événements est créé à partir d'événements Monte-Carlo de signal et de bruit de fond : $Z \rightarrow ll$;
- la fraction d'événements de signal contenue dans cet ensemble est choisie pour refléter la fraction de signal contenue dans les lots d'événements sélectionnés, calculée à partir du nombre d'événements Monte-Carlo $t\bar{t}$ et $Z \rightarrow ll$;
- la normalisation du bruit de fond de la fonction de vraisemblance est ajustée jusqu'à ce que la fraction de signal mesurée dans l'ensemble corresponde à la valeur utilisée pour sa création, avec une erreur tolérée de $\epsilon = 0,001$;
- Finalement, comme la normalisation du bruit de fond ne doit pas dépendre de la masse du quark top générée, la moyenne du résultat obtenu pour chacune d'entre elles est calculée et détermine le facteur de normalisation du bruit de fond.

Un exemple de résultat obtenu est présenté sur la figure 7.7.

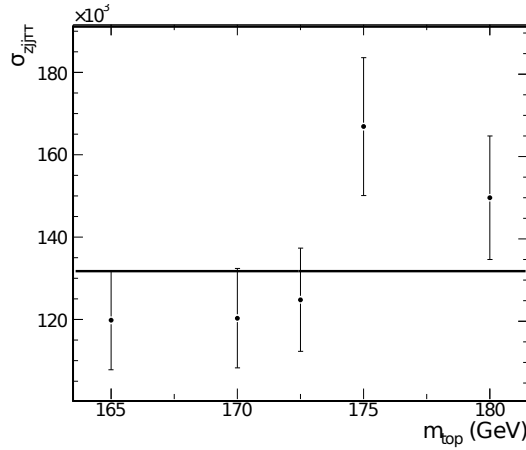


FIGURE 7.7 – Valeur du facteur de normalisation du bruit de fond pour chacune des valeurs de masse du quark top générée puis ajustement pour le canal $e\mu$ pour le Run IIb.

7.5 Extraction de la masse à partir de la fonction de vraisemblance

Dès lors que les probabilités de signal et de bruit de fond sont définies, il est possible de calculer la fonction de vraisemblance associée à chaque événements, qui seront finalement utilisées pour extraire la masse du quark top.

De manière plus détaillée, la probabilité de signal est tout d'abord calculée en utilisant différentes hypothèses de masse du quark top, s'étalant de plus ou moins 15 GeV autour de la valeur de masse du quark top supposée, pour les données, ou générée, pour les événements Monte-Carlo, par pas de 2,5 GeV¹⁰. Seules les deux jets de plus grande impulsion transverse de chaque événements sont pris en compte. Et, du fait de la non-connaissance de l'appariement des jets avec les leptons, la probabilité pour chaque association possible jet-lepton est calculée puis une moyenne est faite. Ensuite, la probabilité obtenue est normalisée. Un travail similaire est effectué pour la probabilité de bruit de fond de chaque événements qui est prise comme la moyenne du calcul de cette probabilité pour les

10. Cette valeur a été choisie afin que le pas soit comparable à l'erreur statistique attendue.

différentes associations possibles entre les deux jets de plus grande impulsion transverse et les deux leptons, multipliée par le facteur de normalisation associé au bruit de fond. Enfin, les probabilités de signal et de bruit de fond de chaque événements permettent de calculer la fonction de vraisemblance (cf. Eq. 7.3) où la fraction de signal f y intervenant, qui est ici un paramètre libre, est déterminée comme celle qui maximise le maximum de la fonction de vraisemblance ; l'erreur associée étant la différence entre cette valeur et celle où le logarithme du maximum de la fonction de vraisemblance correspond au logarithme de sa valeur optimale $-0,5$.

Afin de déterminer la masse mesurée, le minimum de l'opposé du logarithme¹¹ de la fonction de vraisemblance est ajustée avec un trinôme dont les bornes de l'ajustement sont choisies afin qu'ils contiennent au moins trois hypothèses de masse de part et d'autre du minimum. La valeur du minimum est ainsi obtenue par l'ajustement et l'erreur statistique associée est donnée par la région de confiance de 68% autour de la valeur mesurée, *ie.* l'intervalle sur lequel la valeur du logarithme de la fonction de vraisemblance correspond à la valeur du minimum $+0,5$.

7.6 Étalonnage de la méthode — ensemble de tests

Afin d'étalonner cette méthode et de mesurer l'erreur statistique attendue, différents jeux d'événements Monte-Carlo produits avec différentes masses de quark top générées sont utilisés. Mais, du fait de la très grande quantité de ressources nécessaires¹² aux intégrations, il n'est techniquement pas possible de calculer les probabilités nécessaires à la production des fonctions de vraisemblance pour un grand nombre d'événements. Pour toutes ces raisons, une technique d'ensemble de tests est mise en place.

Celle-ci correspond à effectuer un grand nombre de mini-expériences où, pour chacune d'entre elles, un lot d'événements, tirés aléatoirement dans les événements Monte-Carlo de signal et de bruit de fond, est créé puis la masse du quark top en est extraite, de manière analogue à ce qui a été décrit précédemment, ainsi que l'erreur statistique et l'écart de la masse mesurée par rapport à la masse générée en unité d'incertitude statistique. Pour représenter au mieux les observations, le nombre d'événements de signal et de bruit de fond utilisé dans ces lots est choisi selon la composition observée dans les données tout en permettant une fluctuation de ceux-ci selon une loi statistique multi-nomiale.

Afin de tenir compte des pondérations associées aux événements Monte-Carlo, pour chacun d'entre eux, un nombre aléatoire est tiré dans l'intervalle de ces poids et si le sien dépasse ce nombre, il est ajouté au lot. Autrement, il est écarté pour cette pseudo-expérience. En revanche, lors de la manipulation de ces lots d'événements lors de l'extraction de la masse, tous les événements sont considérés sans poids comme c'est le cas pour les données.

Il n'y a aucune limitation quant à la réutilisation des événements. Par conséquent, un même événement peut être utilisé dans plusieurs pseudo-expériences voire plusieurs fois dans la même pseudo-expérience. Ceci permet d'ailleurs d'augmenter significativement la précision sur l'incertitude statistique [9, 10]. Et puisque le nombre de pseudo-expériences, 1000, est beaucoup plus grand que le nombre de pseudo-expériences où les événements sont tous indépendants, entre trente et quarante, aucun biais n'est attendu du fait de la réutilisation plus importante de certains événements par rapport à d'autres. D'ailleurs, ce nombre a été choisi tel que, au-delà, il n'y ait aucun gain supplémentaire apporté. Le nombre de pseudo-expériences indépendantes permet de fixer le nombre d'événements pour lesquels il est nécessaire de calculer la probabilité de signal et de bruit de fond ; par exemple, dans le canal $e\mu$, comme il est attendu 142 événements de signal pour le *Run IIb*, il est nécessaire d'utiliser $6000 \simeq 142 \times 40$ événements. Mais, dans le cas du bruit de fond, tous les événements Monte-Carlo disponibles sont intégrés.

11. Algorithmiquement parlant, il est plus facile de rechercher un minimum qu'un maximum ; ceci expliquant le choix de prendre l'opposé du logarithme.

12. Le calcul de la probabilité de signal pour mille événements et pour une seule hypothèse de masse nécessite entre 160 et 300 heures de calculs sur un processeur Intel Xeon 2,3 GHz.

Pour réaliser l'étalonnage de la méthode, pour chaque lots d'événements Monte-Carlo de signal produits avec différentes masses de quark top générées, un ensemble de 1000 pseudo-expériences est réalisé. À partir de chacune d'entre elles, la masse ainsi que l'erreur statistique et l'écart de la masse mesurée par rapport à la masse générée en unité d'incertitude statistique sont extraits. Pour chacune de ces trois grandeurs mesurées, un histogramme est produit à partir des résultats de toutes les pseudo-expériences d'un ensemble et la valeur moyenne obtenue est extraite. Avec les différents ensembles, qui correspondent aux différentes masses du quark top générées, la valeur de la masse obtenue, $m_t^{\text{mes.}}$, est tracée en fonction de celle générée, $m_t^{\text{gen.}}$, dans un histogramme. Ces différents points semblant suivre une loi linéaire, le tout est ajusté, autour d'une valeur centrale $m_t^{\text{cent.}}$ par l'équation :

$$m_t^{\text{mes.}} = \alpha \times (m_t^{\text{mes.}} - m_t^{\text{cent.}}) + \beta + m_t^{\text{cent.}} \quad (7.24)$$

avec α et β les paramètres d'ajustement. Ceci forme la courbe d'étalonnage qui permet de corriger la valeur mesurée dans les données des biais de la méthode. Enfin, la largeur de la distribution de la valeur de la masse mesurée pour chaque pseudo-expériences d'un ensemble donne l'erreur statistique sur la masse, Δm_t . À partir des différents ensembles, un histogramme de l'évolution de cette erreur en fonction de la masse générée est tracé puis ajusté par une fonction affine.

Dans les données, la largeur, σ_L , de l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance au niveau du minimum+0,5 est mesurée. Lorsque cette largeur est comparée à celle de la distribution en masse obtenue à partir des pseudo-expériences, il vient que σ_L est sous-évaluée¹³ d'un certain facteur. Alors, pour la corriger, elle est multipliée par l'écart à la masse mesurée, $\langle m \rangle$, par rapport à la masse générée, m_i , en unité d'incertitude, σ_i , ou *pull width* :

$$\text{pull width} \equiv \frac{m_i - \langle m \rangle}{\sigma_i} = W_p \quad (7.25)$$

Cette grandeur est obtenue par l'ajustement de la valeur trouvée dans chaque ensemble pour les différentes masses générées, par une constante. Alors, l'erreur statistique, σ , associée à la mesure est :

$$\sigma = \sigma_L \times W_p \quad (7.26)$$

7.7 Résultats de l'étalonnage

La méthode est appliquée aux événements Monte-Carlo pour les différents canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ et pour les *Run IIa* et *Run IIb* [11].

Dans un premier temps, les courbes d'étalonnage sont produites à partir d'événements de signal seulement pour les canaux ee (cf. Fig. 7.8), $e\mu$ (cf. Fig. 7.10) et $\mu\mu$ (cf. Fig. 7.12) et pour les deux périodes de prise de données *Run IIa* et *Run IIb*. Celles-ci permettent de confirmer le bon fonctionnement de la méthode et l'absence de biais conduisant à la très bonne mesure de la masse du quark top. En effet, les courbes d'étalonnage des différents canaux ont une ordonnée à l'origine très proche de 0 et un coefficient directeur très proche de 1.

Une fois la méthode confirmée, le bruit de fond principal est pris en compte et les courbes d'étalonnage sont obtenues pour les différents canaux ee (cf. Fig. 7.9), $e\mu$ (cf. Fig. 7.11) et $\mu\mu$ (cf. Fig. 7.13), et les deux périodes de prise de données *Run IIa* et *Run IIb*. Un biais apparaît alors sur les courbes d'étalonnage tandis que l'erreur statistique attendue est plus importante¹⁴

13. Cette sous-évaluation provient principalement des simplifications faites dans la reproduction des effets de résolution du détecteur au travers des fonctions de transfert.

14. Étant donné les hypothèses décrites précédemment par rapport au calcul de la probabilité de bruit de fond, ce biais est inéluctable. Cependant, bien que ce biais soit présent et soit signe d'hypothèses un peu fortes, il ne nuit pas à la mesure de la masse du quark top : par l'intermédiaire de ces histogrammes, la masse mesurée pourra être étalonnée.

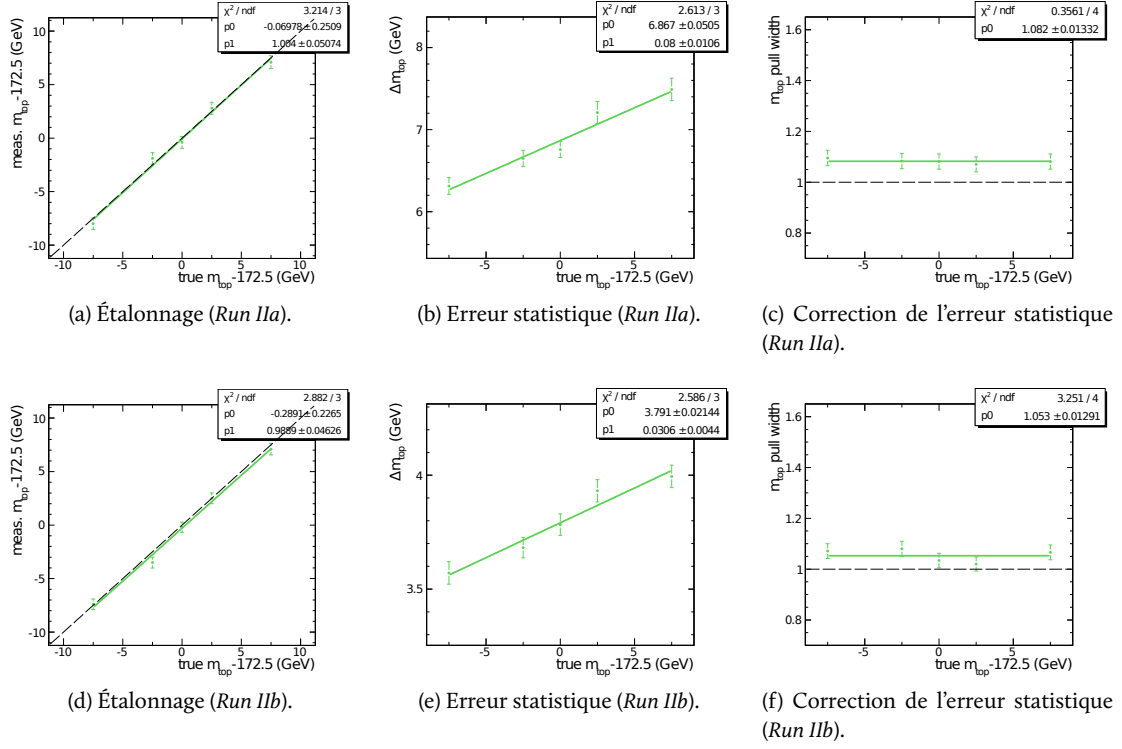


FIGURE 7.8 – Courbes d'étalonnage pour le signal seulement pour le canal ee du *Run IIa* (haut) et du *Run IIb* (bas).

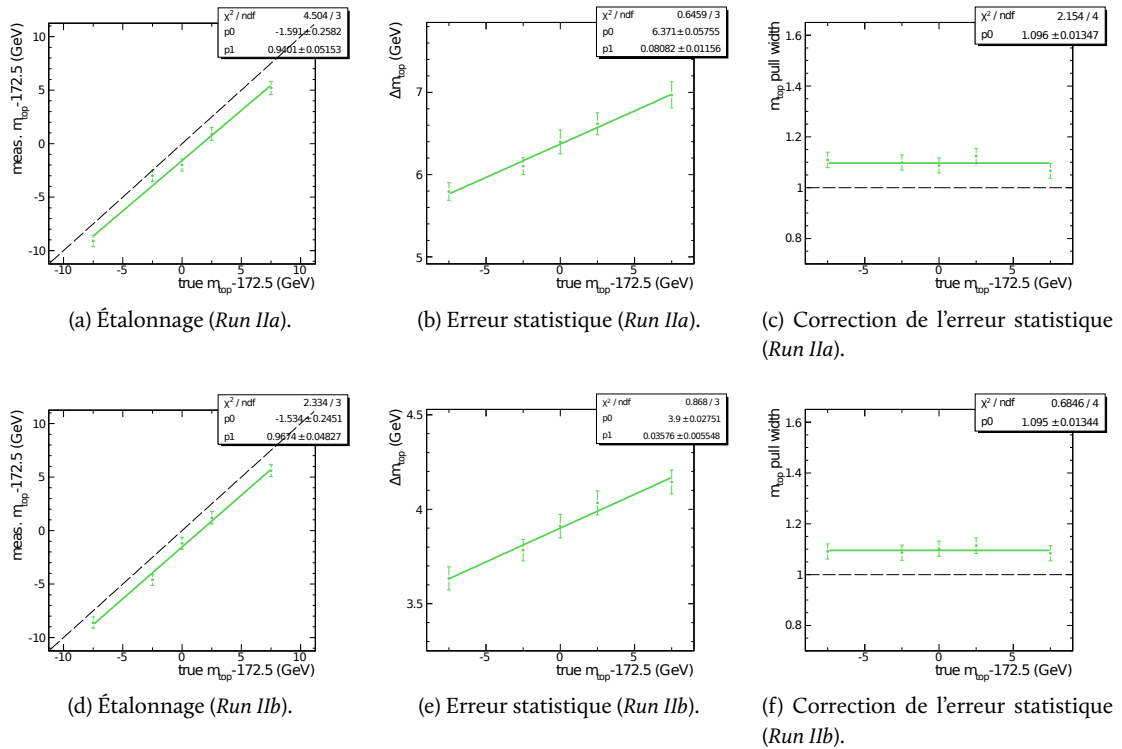


FIGURE 7.9 – Courbes d'étalonnage pour le signal et le bruit de fond pour le canal ee du *Run IIa* (haut) et du *Run IIb* (bas).

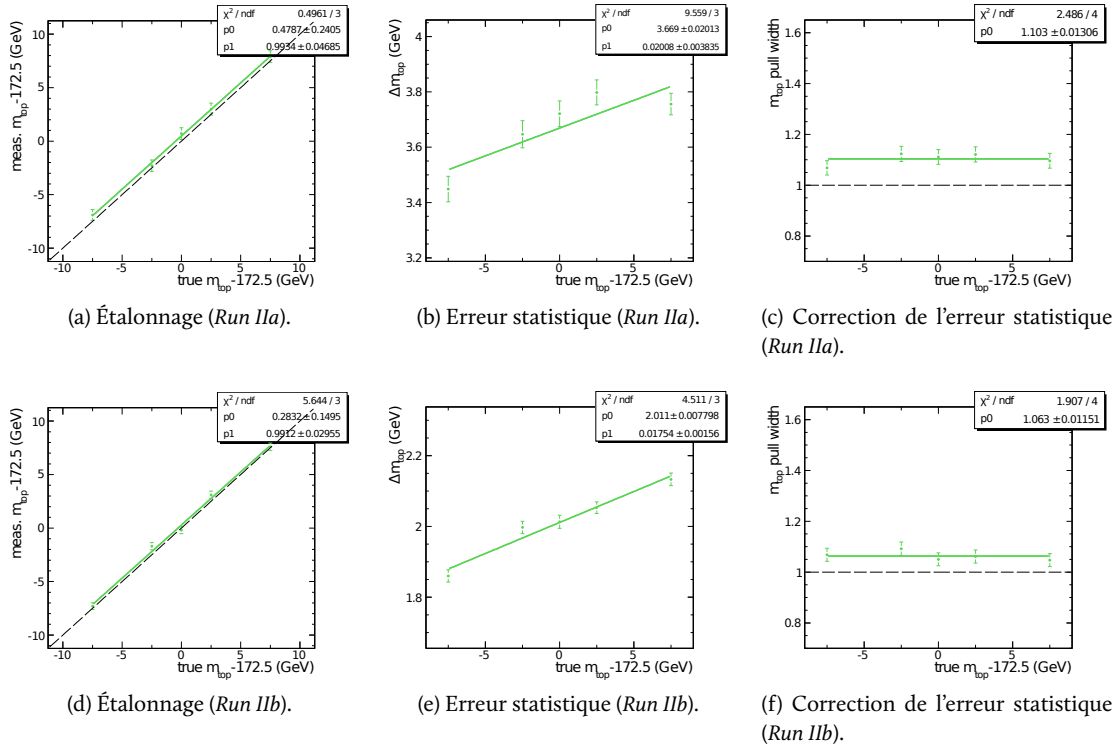


FIGURE 7.10 – Courbes d'étalonnage pour le signal seulement pour le canal $e\mu$ du *Run IIa* (haut) et du *Run IIb* (bas).

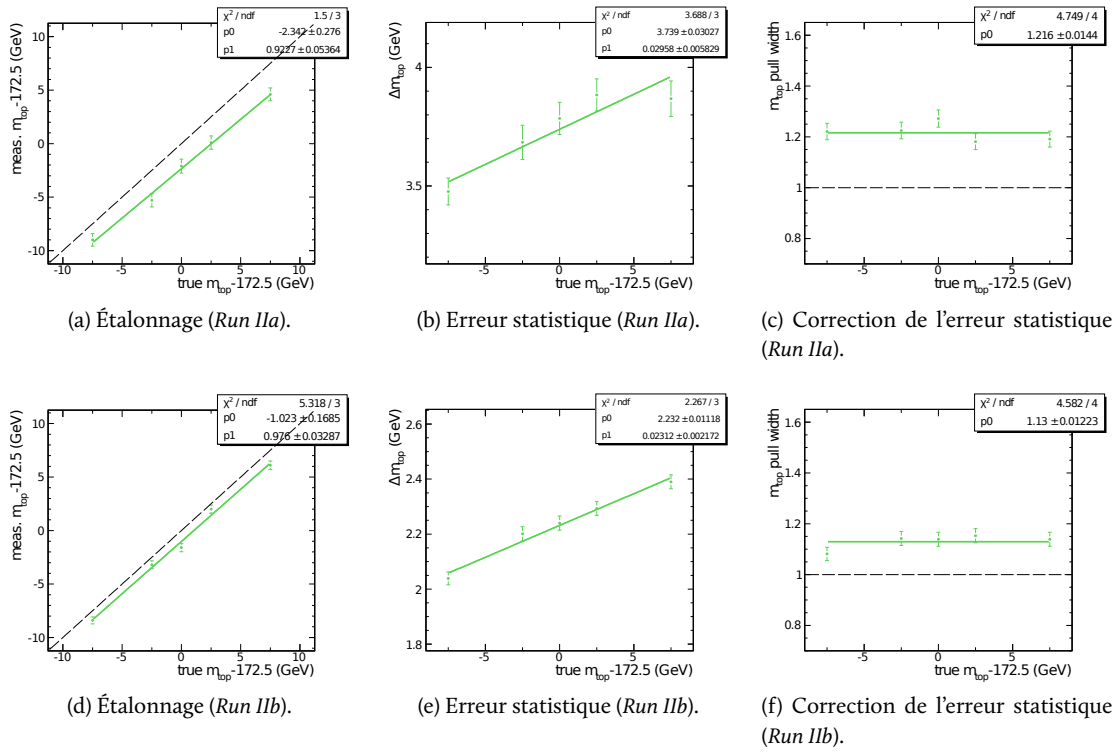


FIGURE 7.11 – Courbes d'étalonnage pour le signal et le bruit de fond pour le canal $e\mu$ du *Run IIa* (haut) et du *Run IIb* (bas).

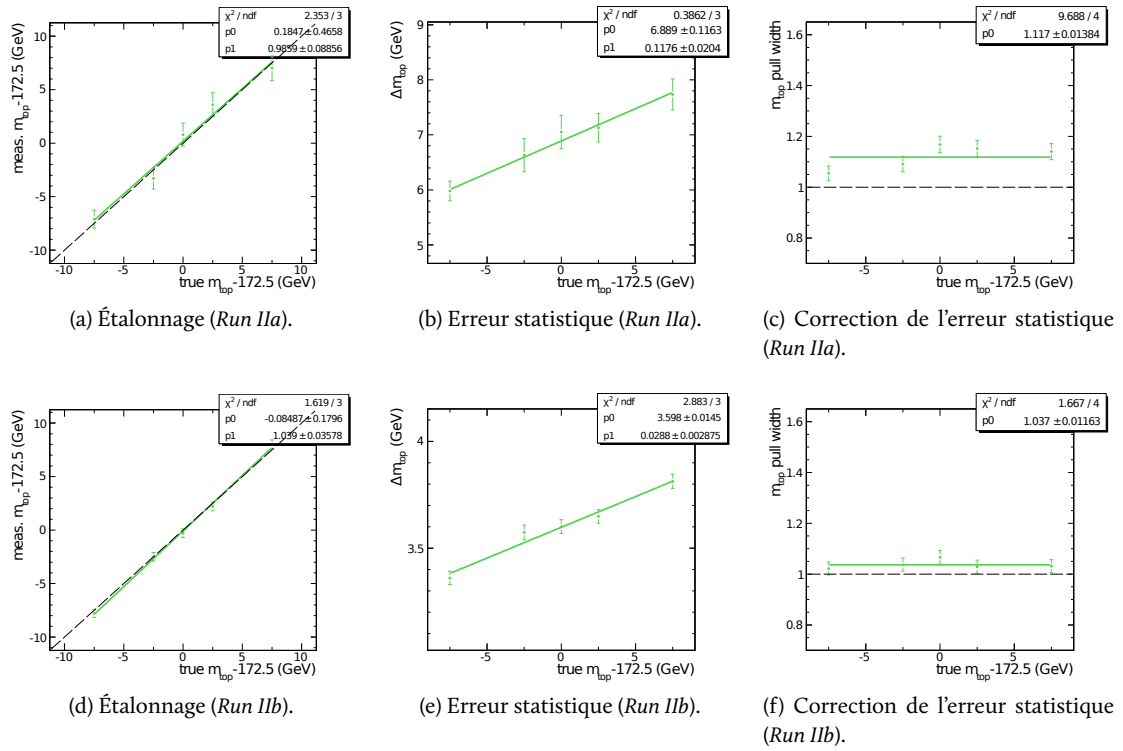


FIGURE 7.12 – Courbes d'étalonnage pour le signal seulement pour le canal $\mu\mu$ du *Run IIa* (haut) et du *Run IIb* (bas).

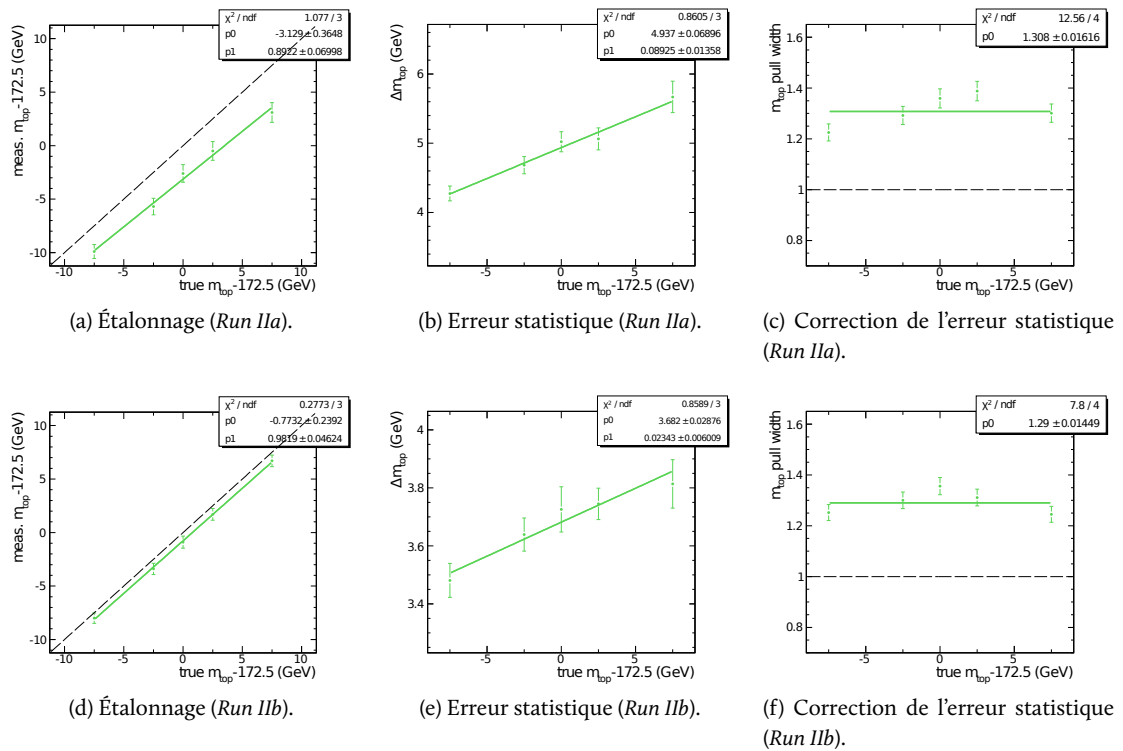


FIGURE 7.13 – Courbes d'étalonnage pour le signal et le bruit de fond pour le canal $\mu\mu$ du *Run IIa* (haut) et du *Run IIb* (bas).

7.8 Mesure de la masse du quark top

Après l'étalonnage de la méthode, la masse du quark top est extraite des données des deux périodes : le *Run IIa* et le *Run IIb*. Les fonctions de vraisemblance associées à chaque lot de données pour chaque canal di-leptonique ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ pour les périodes du *Run IIa* et *Run IIb* sont présentées sur les figures 7.14. Le maximum de cette fonction correspond à la masse du quark top tandis que l'intervalle, dessiné en vert, dans lequel la valeur de la fonction est plus grande que le maximum de celle-ci $-0,5$ représente la région de confiance de 68%¹⁵.

Il reste cependant à corriger ces valeurs, résumées dans le tableau 7.6, des biais de la méthode en utilisant les différentes courbes d'étalonnage obtenues plus haut. Pour ce faire, la courbe d'étalonnage permet d'accéder à la véritable valeur de la masse du quark top en fonction de celle mesurée :

$$m_t^{\text{corr.}} = 172,5 + \frac{m_t^{\text{brut.}} - 172,5 - \beta}{\alpha} \quad (7.27)$$

avec α le coefficient directeur de la courbe d'étalonnage et β son ordonnée à l'origine. L'erreur statistique doit, quant à elle, être multipliée par le facteur d'écart à la masse mesurée par rapport à la masse générée en unité d'incertitude puis divisée par le coefficient directeur de la courbe d'étalonnage :

$$\Delta m_t^{\text{corr.}} = \frac{\Delta m_t^{\text{brut.}} \times W_p}{\alpha} \quad (7.28)$$

Les valeurs finales sont aussi résumées dans la table 7.6. Celles-ci sont cohérentes entre les deux périodes de prise de données, *Run IIa* et *Run IIb*, et entre les différents canaux.

Une comparaison de l'erreur statistique corrigée obtenue dans les données, indiquée par une flèche, et dans les ensemble de tests, l'histogramme, est présentée sur les figures 7.15. L'accord est excellent pour le canal ee , correct pour le canal $e\mu$ mais pas aussi bon pour le canal $\mu\mu$. Deux hypothèses peuvent expliquer cela : soit l'écart est dû à une fluctuation statistique, soit la quantité de bruit de fond est sous-estimée. Bien que, dans ce dernier cas, l'erreur statistique soit sous-évaluée, cette possibilité est prise en compte dans les incertitudes systématiques.

Canal	Run IIa		Run IIb	
	m_t non étalonnée	m_t étalonnée	m_t non étalonnée	m_t étalonnée
ee	$174,8 \pm 5,8$	$176,7 \pm 6,8$	$170,3 \pm 3,5$	$171,8 \pm 3,9$
$e\mu$	$172,5 \pm 4,5$	$175,1 \pm 5,9$	$173,4 \pm 2,1$	$174,4 \pm 2,5$
$\mu\mu$	$183,4 \pm 8,4$	$188,2 \pm 12,3$	$166,6 \pm 4,7$	$167,2 \pm 6,2$

TABLE 7.6 – Résultat de la mesure de la masse du quark top à partir des données du *Run IIa* et *Run IIb* pour les trois canaux di-leptoniques ee , $e\mu$ et $\mu\mu$, avant et après correction de la mesure et de l'erreur statistique des biais de la méthode.

7.9 Combinaison des différentes mesures

Afin de combiner les différents canaux et les différentes périodes de prise de données : *Run IIa* et *Run IIb*, l'étalonnage de la méthode est renouvelée à partir d'un ensemble de tests qui met en œuvre, pour chaque pseudo-expérience, le nombre d'événements de signal observé et le nombre d'événements de bruit de fond attendu de chacun des canaux et des *Run IIa* et *Run IIb* (cf. Fig. 7.16). Les événements de données sélectionnés pour chacun des canaux et chacune des périodes de prise de données sont réunis puis la masse en est extraite comme décrit à la section 7.5. Le résultat est présenté sur la figure 7.17 et donne :

$$m_t^{\text{II, Run IIa}} = 177,0 \pm 4,2 \text{ (stat.) GeV} \quad (7.29)$$

15. Ceci provient du fait que l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance peut être ajusté par une gaussienne en première approximation.

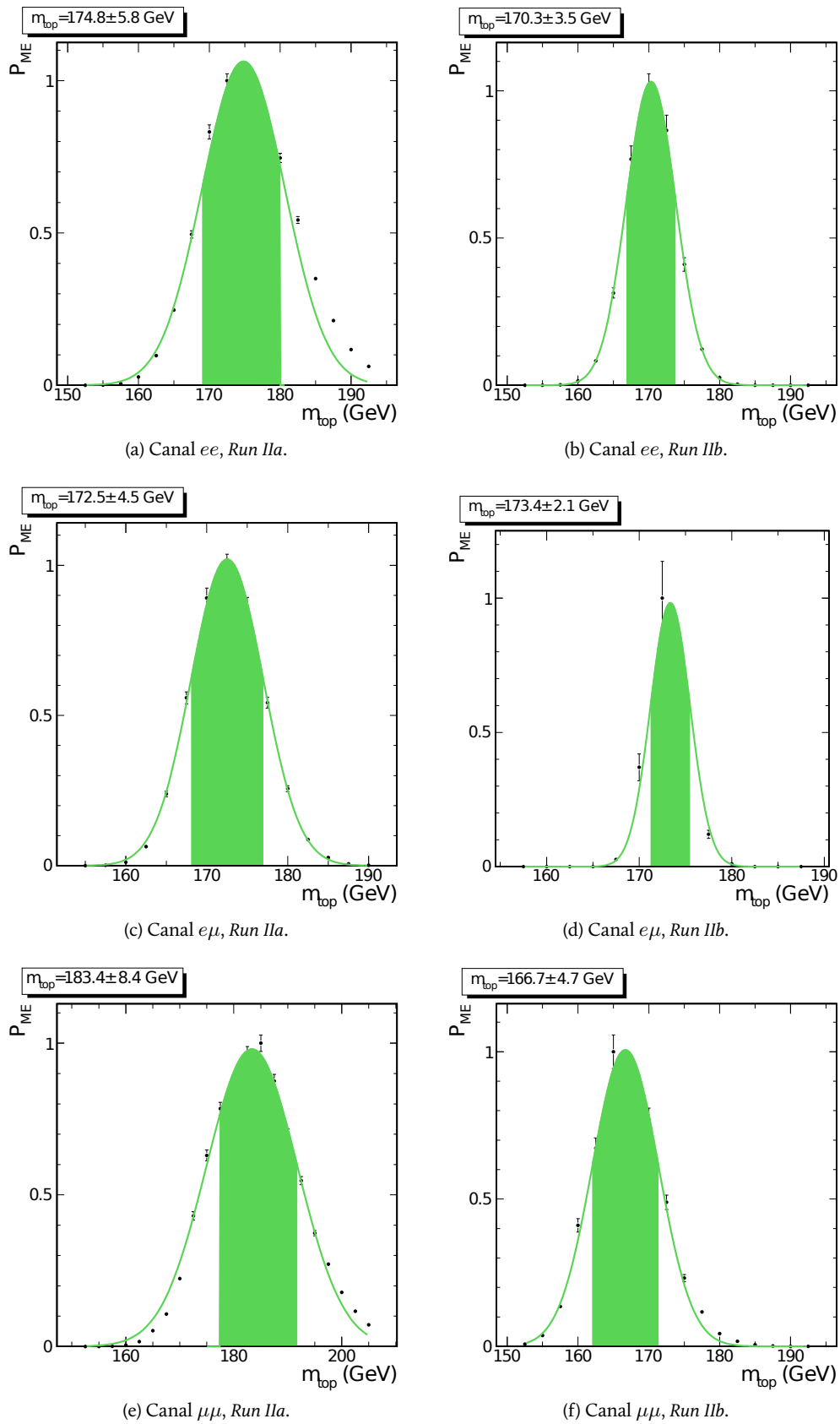


FIGURE 7.14 – Valeur de la fonction de vraisemblance en différents points de masse de test, obtenue à partir des données du Run IIa et du run IIb pour les différents canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$, ajustée par une gaussienne. La zone verte représente la région de confiance de 68%. Les valeurs de la masse du quark top et de son erreur statistique indiquées ici doivent encore être corrigées afin de tenir compte des biais de l'analyse.

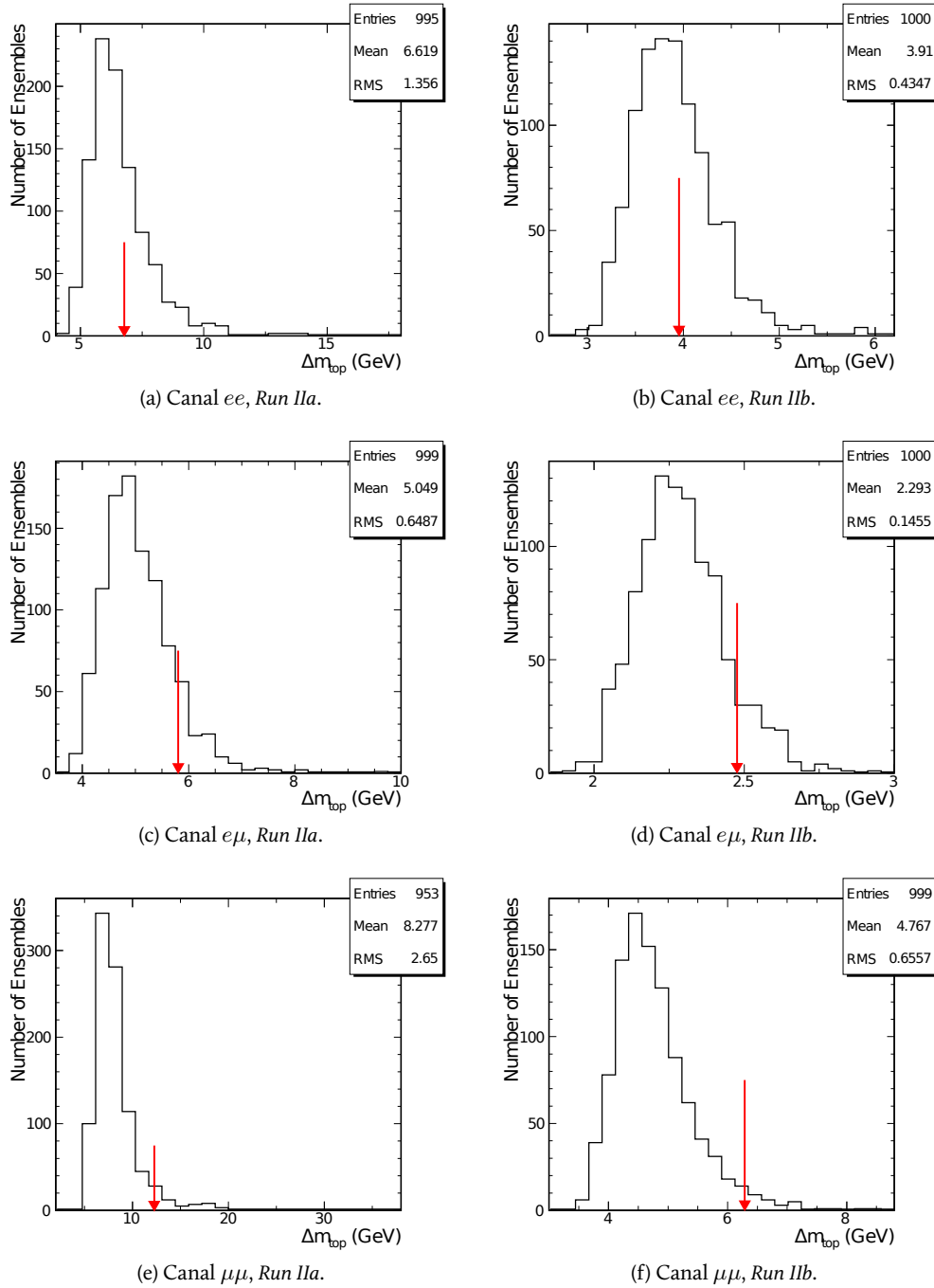
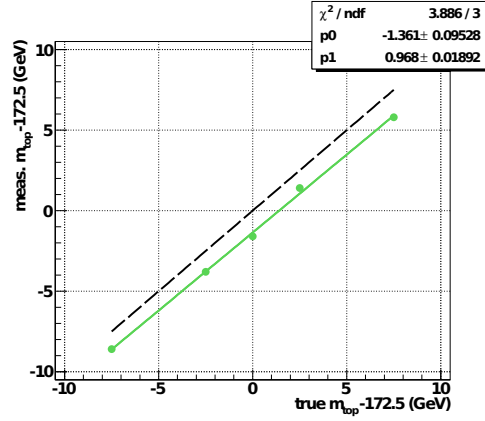


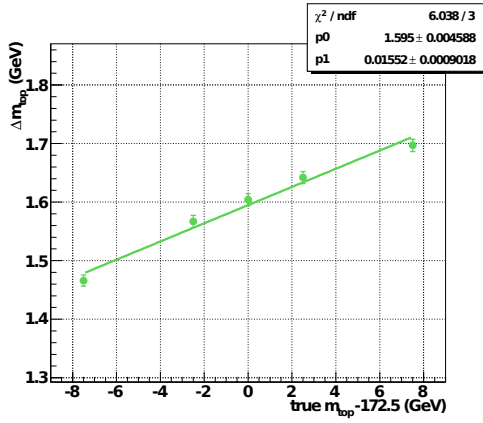
FIGURE 7.15 – Comparaison de la distribution des erreurs statistiques obtenues dans les différentes pseudo-expériences des ensembles de tests lors de l'étalonnage de la méthode, représentées par les histogrammes, avec la valeur corrigée de l'erreur statistique mesurée dans les données, la flèche rouge, pour les différents canaux et les différentes périodes de prise de données.

$$m_t^{ll, \text{Run IIb}} = 173,0 \pm 2,0 \text{ (stat.) GeV} \quad (7.30)$$

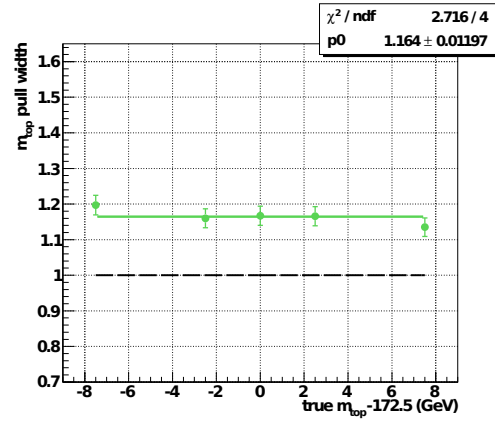
$$m_t^{ll} = 174,0 \pm 1,8 \text{ (stat.) GeV} \quad (7.31)$$



(a) Étalonnage.



(b) Erreur statistique.



(c) Correction de l'erreur statistique.

FIGURE 7.16 – Courbes de calibration dans le cas où les différents canaux di-leptoniques ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ ainsi que les deux périodes de données *Run IIa* et *Run IIb* sont combinés.

La même méthode de combinaison est aussi utilisée pour combiner les différents canaux pour chaque période de prise de données.

7.10 Mesure des incertitudes systématiques associées

Une fois les mesures de la masse faites, il est dorénavant nécessaire de prendre en compte la conséquence des différentes hypothèses émises, des modèles utilisés dans les générateurs et les simulateurs, des corrections aux événements Monte-Carlo apportées, des effets de la reconstructions, des conséquences de la sélection etc. En effet, ceux-ci peuvent affecter la mesure de la masse de deux manières différentes. Dans certains cas, la fonction de vraisemblance peut être dégradée : sa forme peut être modifiée, sa distribution, décalée, et cela peut conduire à une modification des courbes d'étalonnage. Dans d'autres cas, le rapport signal sur bruit des lots d'événements sélectionnés peut varier, entraînant un biais de la courbe d'étalonnage. Idéalement, il conviendrait de traiter ces deux aspects ensemble. Or, en pratique, cette seconde catégorie ayant des conséquences nettement moindres que la première pour la plupart des sources d'erreurs, celle-ci est estimée à partir des incertitudes systématiques combinées provenant de la mesure de la section efficace de production du quark top [12]. Les sources d'incertitudes qui sont susceptibles d'engendrer des effets importants sur la fonction de vraisemblance sont traitées individuellement sans modifier le rapport signal sur bruit de fond.

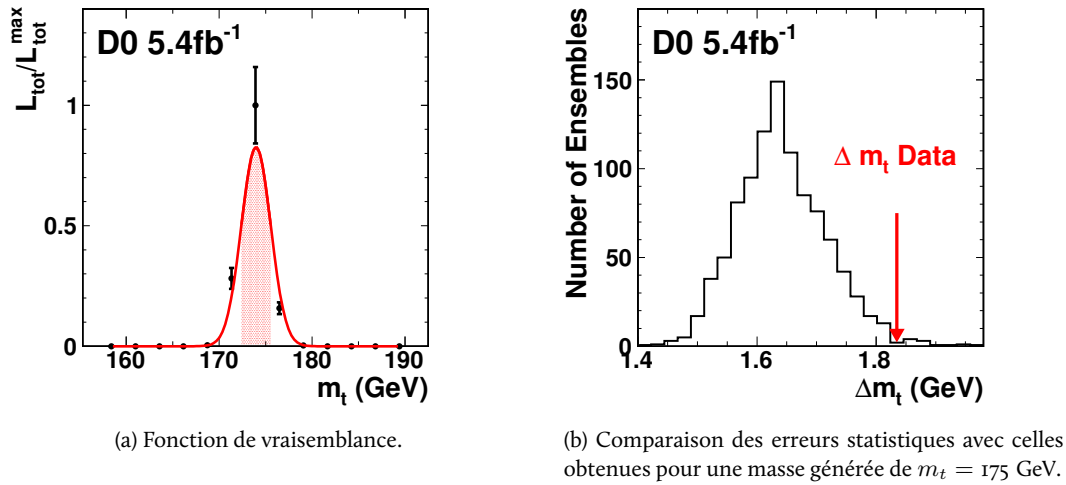


FIGURE 7.17 – Fonction de vraisemblance et comparaison de la distribution des erreurs statistiques obtenues à partir de l'ensemble de test avec la valeur corrigée de l'erreur statistique mesurée dans les données. Ces différentes grandeurs sont déjà corrigées des biais de la méthode.

Afin de comptabiliser ces effets, des modifications, décrites ci-dessous, sont apportées aux événements ou aux fonctions de vraisemblance. Puis, de nouvelles courbes d'étalonnage sont obtenues, pour les incertitudes systématiques les plus importantes, ou la mesure de la masse est effectuée à partir d'un seul point de masse $m_t = 172,5$ GeV, pour les autres. La différence entre la valeur mesurée du quark top, présentée précédemment, et celle obtenue par ces modifications est prise comme l'incertitude systématique associée à cette source d'incertitude.

Ces sources d'incertitudes se classent en trois catégories : la modélisation du détecteur, la modélisation des processus physiques et la méthode.

Il est à noter que, pour des raisons de gain de temps, du fait de l'erreur statistique importante associée aux mesures effectuées avec les données du *Run IIa*, les incertitudes systématiques qui sont supposées modifier l'incertitude systématique globale de moins de 1% ne seront pas recalculées pour les événements du *Run IIa*.

7.10.1 Sources d'incertitudes relatives à la modélisation du détecteur

La liste des sources d'incertitudes relatives à la modélisation du détecteur est la suivante :

Échelle d'énergie des jets : cette incertitude provient de celle sur le rapport de l'échelle d'énergie des jets mesurée dans les données et les événements Monte-Carlo. Afin de la prendre en compte, l'échelle d'énergie des jets utilisée pour les événements Monte-Carlo est modifiée de $\pm 1\sigma$, où la valeur de σ a été mesurée via la procédure SSR [13] ;

Différence de réponse des jets de b par rapport à ceux issus de quarks légers : comme décrit précédemment, l'échelle d'énergie des jets dépend de son contenu en particules, qui dépend lui-même de la saveur du parton l'ayant engendré. Or, lors de la détermination de l'échelle d'énergie des jets, les échantillons d'événements n'étaient pas aussi riches en jets provenant de la désintégration de quark b que ceux utilisés pour l'analyse. Afin de prendre en compte la différence entre la réponse nominale et celle des hadrons b , cette première est diminuée de 1,8% [14].

Résolution des jets : une dégradation de l'énergie des jets des événements Monte-Carlo est effectuée par la procédure SSR afin de corriger les différences présentes avec les données. Afin de prendre en compte l'incertitude sur les paramètres de dégradation de l'énergie des jets utilisés, leur valeur est modifiée de plus ou moins l'erreur associée.

Dégradation de l'impulsion transverse des leptons : une dégradation de l'impulsion transverse des leptons est aussi nécessaire afin de combler les divergences avec ce qui est observé dans les données. De la même manière que pour les jets, la valeur des paramètres de dégradation est modifiée de plus ou moins l'erreur qui leur est associée.

Ces incertitudes sont mesurées en intégrant les événements Monte-Carlo modifiés en conséquence puis en déterminant les nouvelles courbes d'étalonnage.

7.10.2 Sources d'incertitudes relatives à la modélisation des processus physiques

La liste des sources d'incertitudes relatives à la modélisation des processus physiques est la suivante :

Modèle des quarks b : du fait de la présence de nombreux jets engendrés par un quark b , les modèles de fragmentation puis d'hadronisation utilisés dans les générateurs Monte-Carlo ont un rôle crucial. Une variation de ceux-ci engendre une modification de l'énergie moyenne des jets, modifiant son rapport avec l'énergie du parton initial et donc change la fonction de transfert implémentée pour l'analyse. La mesure de la masse du quark top a donc un lien direct avec le modèle des quark b choisi. Cependant, l'étude des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ auprès des accélérateurs LEP ou SLC a permis de contraindre les modèles de fragmentation des b et a conduit à une détermination précise de la fraction d'énergie moyenne emportée par les hadrons beaux lourd résultant de sa désintégration [15]. Par ces travaux, il est possible d'évaluer l'incertitude associée au modèle utilisé ici. Pour cela, les événements Monte-Carlo sont repondérés en utilisant non plus le modèle de fragmentation de PYTHIA mais le schéma de Bowler [16]. La plus large différence obtenue ainsi est prise comme incertitude systématique ;

Fonction de distribution de partons : afin de tenir compte des incertitudes systématiques engendrées par le choix des fonctions de distribution de partons CTEQ6L1, la version CTEQ6.1M est utilisée et ses 20 fonctions sont modifiées de plus ou moins l'erreur qui leur est associée. La variation de chacun des paramètres a été utilisée comme poids associé aux événements, pris en compte lors de la production de la fonction de vraisemblance. L'incertitude associée est alors définie comme la somme quadratique de ces 20 incertitudes ;

Fraction de signal dans les lots d'événements : pour tenir compte de l'erreur engendrée par la détermination de la fraction de signal mesurée lors de la sélection des événements, le nombre d'événements de bruit de fond utilisés dans les ensembles de tests est augmenté de 1σ tandis que le nombre d'événements de signal est diminué de 1σ ¹⁶. Les incertitudes relatives sur le nombre d'événements de bruit de fond sont récapitulées dans la table 7.7 ;

Modèle d'hadronisation et ordres supérieurs : afin de prendre en compte l'incertitude associée au choix d'un modèle d'hadronisation et d'événements sous-jacents particuliers ainsi que celle liée aux effets d'ordres supérieurs, lors de la simulation des événements Monte-Carlo, un autre générateur d'événements est utilisé à la place de ALPGEN+PYTHIA : MC@NLO+HERWIG [17]. Les événements produits par ce dernier, dans le canal $e\mu$, $Run IIb$, sont utilisés dans l'analyse et la différence de masse observée est prise comme incertitude systématique puis propagée aux autres canaux ;

Radiations dans l'état initial et dans l'état final : en modifiant certains paramètres du générateur PYTHIA, il est possible de modifier les radiations produites dans l'état initial et dans l'état final ; ceci modifiant les énergies en jeu ainsi que les objets reconstruits, les conséquences sur la mesure de la masse sont importantes. Cependant, la simulation doit rester en accord avec les observations dans les données. C'est pourquoi la collaboration CDF [17, 18] a mis en place des jeux de paramètres à partir d'études sur les événements de Drell-Yan qui respectent les

16. Le fait de varier de 1σ est un choix de la collaboration qui s'appuie sur le fait qu'il convient pour des erreurs gaussiennes.

observations tout en faisant varier ces radiations. Les événements produits par ces nouveaux paramètres, dans le canal $e\mu$, *Run IIb*, sont utilisés dans l'analyse et la différence de masse observée est prise comme incertitude systématique puis propagée aux autres canaux ;

Reconnexion de couleur : Différentes études ont été menées sur des événements Monte-Carlo générés à partir de plusieurs modèles de reconnexion de couleur dans PYTHIA. L'effet sur la masse du quark top a été mesuré comme étant de 0,5 GeV à partir de MC-TRUTH [19]. Afin de mesurer l'incertitude systématique associée au modèle de reconnexion de couleur choisi, deux paramètres de PYTHIA, baptisés TUNEAPRO et TUNEACRPRO [17] sont comparés. L'incertitude est évaluée dans le canal $e\mu$, *Run IIb*, puis propagée aux autres canaux.

Canal	Z + jets	di-bosons	e mal identifiés	μ mal identifiés
ee	40,2%	37,0%	—	—
$e\mu$	22,4%	31,4%	47,8%	40,2%
$\mu\mu$	25,7%	32,5%	—	25,1%

TABLE 7.7 – Incertitude relative associée au nombre d'événements de bruit de fond obtenue à partir de la mesure de la section efficace de production du quark top [12].

Les incertitudes systématiques associées au modèle du quark b et aux fonctions de distribution de partons sont déterminées en repondérant la fonction de vraisemblance puis en déterminant la courbe d'étalonnage. Sinon, l'incertitude systématique associée à la fraction de signal est mesurée en reconstruisant des ensembles de tests où la fraction de signal et de chacun des bruit de fond est altérée. Finalement pour les autres incertitudes systématiques, des événements Monte-Carlo spécifiques sont générés puis intégrés afin de produire la courbe d'étalonnage associée.

7.10.3 Source d'incertitude relative à la méthode d'analyse

La source d'incertitude principale, relative à la méthode d'analyse, est :

Étalonnage de la méthode : Lorsque la courbe d'étalonnage est déterminée, celle-ci est ajustée avec une fonction affine et dépend donc de deux paramètres : l'ordonnée à l'origine et le coefficient directeur. Tous les deux sont entachés d'incertitudes relatives à l'ajustement. Cela entraîne, de fait, une incertitude sur la masse mesurée. Afin d'évaluer cet effet, les paramètres sont modifiés selon leur erreur associée et la masse est mesurée de nouveau. La différence de masse observée est prise comme incertitude systématique.

7.10.4 Résumé

Les incertitudes systématiques associées à la masse du quark top, lorsque les différents canaux et les différentes périodes de prise de données sont combinées, sont résumées dans le tableau 7.8. Celles-ci ont été symétrisées en prenant la valeur moyenne de l'erreur positive et négative sauf pour la réponse des jets issus de quarks b où la valeur la plus grande a été gardée. L'incertitude totale est la somme quadratique de chacune d'entre elles. Les trois plus grandes incertitudes proviennent de l'échelle d'énergie des jets, de celle des jets engendrés par des quarks b seulement puis des effets d'ordre supérieurs et du modèle d'hadronisation.

7.II Conclusion

La valeur de la masse du quark top mesurée dans les différents canaux et pour les différentes périodes de données sont :

Source d'erreur	Δm_t [GeV]	$\Delta m_t/m$ [%]
Réponse des jets de b	$\pm 1,6$	0,9
JES	$\pm 1,5$	0,9
Résolution des jets	$\pm 0,3$	0,2
Résolution des muons	$\pm 0,2$	0,1
Échelle en p_T des électrons	$\pm 0,4$	0,2
Échelle en p_T des muons	$\pm 0,2$	0,1
Modèle des quarks b	$\pm 0,4$	0,2
Incertitudes des PDF	$\pm 0,1$	0,1
Fraction de signal	$\pm 0,5$	0,3
Ordres supérieurs et hadronisation	$\pm 0,7$	0,4
ISR / FSR	$\pm 0,2$	0,1
Reconnexion de couleur	$\pm 0,1$	0,1
Étalonnage de la méthode	$\pm 0,1$	0,1
Total	$\pm 2,4$	1,4

TABLE 7.8 – Résumé des incertitudes systématiques associées à la mesure de la masse du quark top lorsque les différents canaux et les différentes périodes de prise de données sont combinées. Celles-ci sont listées dans leur ordre de discussion.

$$m_t^{ee, \text{Run IIa}} = 176,7 \pm 6,8 \text{ (stat.) } {}^{+2,3}_{-2,7} \text{ (syst.) GeV} \quad (7.32)$$

$$m_t^{ee, \text{Run IIb}} = 171,8 \pm 3,9 \text{ (stat.) } {}^{+2,6}_{-2,8} \text{ (syst.) GeV} \quad (7.33)$$

$$m_t^{e\mu, \text{Run IIa}} = 175,1 \pm 5,9 \text{ (stat.) } {}^{+2,5}_{-2,8} \text{ (syst.) GeV} \quad (7.34)$$

$$m_t^{e\mu, \text{Run IIb}} = 174,4 \pm 2,5 \text{ (stat.) } {}^{+2,7}_{-2,2} \text{ (syst.) GeV} \quad (7.35)$$

$$m_t^{\mu\mu, \text{Run IIa}} = 188,2 \pm 12,3 \text{ (stat.) } {}^{+3,8}_{-3,8} \text{ (syst.) GeV} \quad (7.36)$$

$$m_t^{\mu\mu, \text{Run IIb}} = 167,2 \pm 6,2 \text{ (stat.) } {}^{+2,7}_{-2,2} \text{ (syst.) GeV} \quad (7.37)$$

La valeur de la masse du quark top mesurée pour chaque période de prise de données mais avec les différents canaux combinés sont :

$$m_t^{ll, \text{Run IIa}} = 177,0 \pm 4,2 \text{ (stat.) } \pm 2,6 \text{ (syst.) GeV} \quad (7.38)$$

$$m_t^{ll, \text{Run IIb}} = 173,0 \pm 2,0 \text{ (stat.) } \pm 2,5 \text{ (syst.) GeV} \quad (7.39)$$

Enfin, la valeur de la masse du quark top mesurée pour les différents canaux et les différentes périodes de prise de données combinés est :

$$m_t^{ll} = 174,0 \pm 1,8 \text{ (stat.) } \pm 2,4 \text{ (syst.) GeV} \quad (7.40)$$

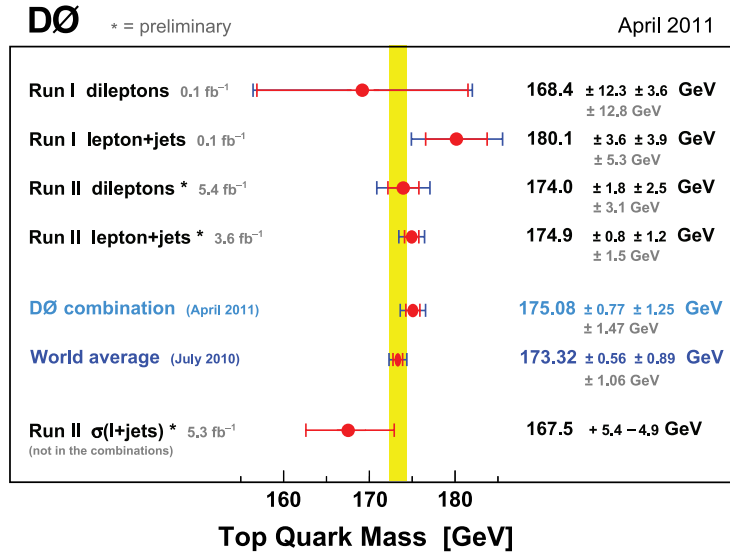


FIGURE 7.18 – Combinaison de la mesure de la masse du quark top obtenue dans les différents canaux.

Ces différents résultats sont en très bon accord entre eux ainsi qu'avec le résultat combiné des canaux lepton+jets (cf. Fig. 7.18). Le tout est alors compatible avec les résultats obtenus précédemment par les expériences DØ et CDF, résumés sur la figure 7.19 et conduit à une mesure de la masse du quark top de plus en plus précise.

Pour la première fois, la mesure de cette masse dans les canaux di-leptoniques est limitée par les incertitudes systématiques. Il est donc nécessaire de mener des études afin de mieux comprendre la source de ces incertitudes pour minimiser leurs effets sur la masse et gagner ainsi en précision.

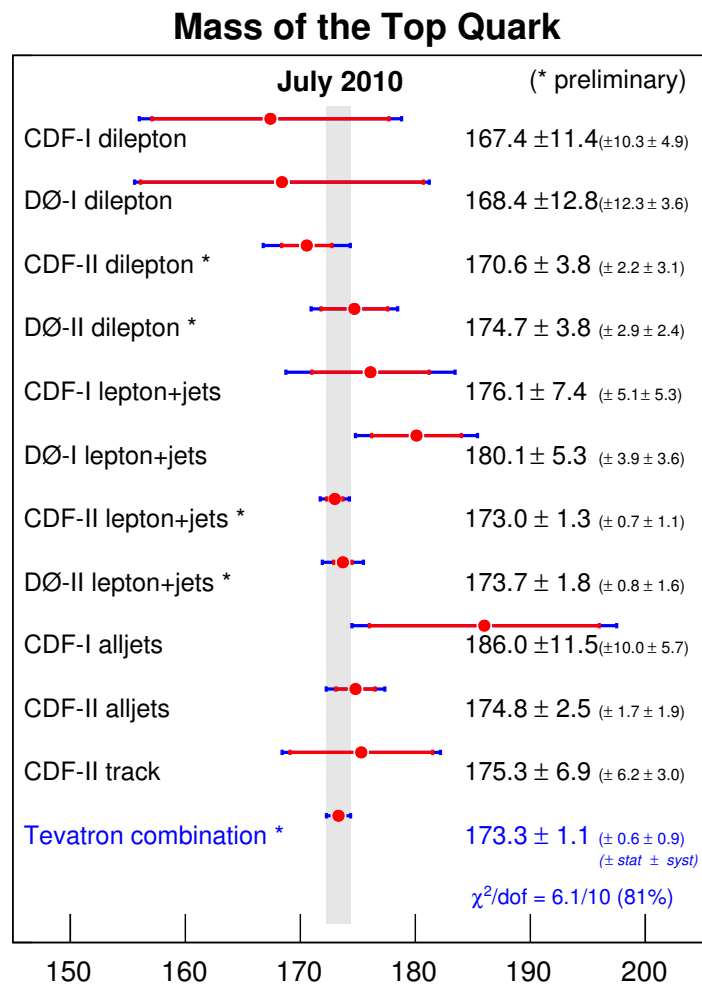


FIGURE 7.19 – Combinaison de la mesure de la masse du quark top obtenue dans les différents canaux pour les expériences DØ et CDF.

À la différence des autres méthodes de mesure de la masse du quark top, celle-ci jouit de l'avantage d'utiliser toutes les informations cinématiques de chaque événements afin d'en extraire un maximum d'informations. De plus, elle a une relativement grande tolérance à la présence d'événements de bruit de fond. Malheureusement, le temps de calcul nécessaire à son utilisation ne permet pas de l'appliquer dans des conditions où la statistique est importante et reste alors limitée.

7.12 Bibliographie

- [1] P. Haefner et F. Fiedler, « Determination of the Muon Transfer Function for Top Mass Measurement », juin 2005, DØ Note 4818.
- [2] F. Fiedler, A. Grohsjean, M. Arthaud, M. Besançon, S. Chakrabarti, F. Déliot et V. Sharyy, « Measurement of the Top Quark Mass in the Electron Muon Channel using the Matrix Element Method with $2,8 \text{ fb}^{-1}$ », juillet 2008, DØ Note 5744.
- [3] F. Fiedler et A. Grohsjean, « Measurement of the Top Quark Mass with the Matrix Element Method in the Dilepton Channel », février 2008, DØ Note 5640.
- [4] G. P. Lepage, « A New Algorithm for Adaptive Multidimensional Integration », *Journal of Computational Physics*, vol. 27, n° 2, p. 192–203, mai 1978.
- [5] G. P. Lepage, « VEGAS : An Adaptive Multi-dimensional Integration Program », *Cornell preprint*, vol. CLNS, p. 80–447, mars 1980.
- [6] M. Galassi *et al.*, *GNU Scientific Library Reference Manual*, 2nd ed., GNU Software Foundation. [En ligne]. Accessible : <http://www.gnu.org/software/gsl/>
- [7] V. Abazov *et al.*, « Measurement of the Top Quark Mass in the Lepton+Jets Final State with the Matrix Element Method », *Physical Review Letters D*, vol. 74, n° 092005, 2006.
- [8] F. Berends *et al.*, « On the Production of a W and Jets at Hadron Colliders », *Nuclear Physics B*, vol. 357, p. 32, 1991.
- [9] R. Barlow, « Application of the Bootstrap Resampling Technique to Particle Physics Experiments », avril 2000, MAN-HEP-99-4. [En ligne]. Accessible : <http://www.hep.manchester.ac.uk/preprints/manhep99-4.ps>
- [10] M. Mulders, « Ensemble testing for the Top Mass measurement », décembre 2005, DØ Note 4460.
- [11] M. Besançon, A. Croc, F. Déliot, C. Deterre, A. Grohsjean et V. Sharyy, « Measurement of the Top Quark Mass in the Dilepton Channel using the Matrix Element Method with $5,4 \text{ fb}^{-1}$ », février 2011, DØ Note 6150.
- [12] M. Besançon, S. Chevalier-Théry, A. Croc, F. Déliot, C. Deterre, A. Grohsjean, V. Sharyy et Y. Peters, « Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section in Dilepton Final State Using RunIIb1 and RunIIb2 Dataset for Winter '10 Conferences », mars 2010, DØ Note 6027.
- [13] C. Ochando et J.-F. Grivaz, « SSR for p_{T7} », février 2008, DØ Note 5609.
- [14] A. Harel, « An estimate of the data over MC, b over light jet response uncertainty for RunIIa JES », avril 2008, DØ Note 5654.
- [15] The ALEPH Collaboration, The DELPHI Collaboration, The L3 Collaboration, The OPAL Collaboration, The SLD Collaboration, The LEP Electroweak Working Group et The SLD electroweak and heavy flavour groups, « Precise Electroweak Measurement on the Z Resonance », *Physics Reports*, vol. 427, p. 257, septembre 2005.
- [16] M. G. Bowler, « e^+e^- Production of heavy quarks in the string model », *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, vol. 11, n° 2, p. 169–174, 1981.
- [17] F. Déliot, A. Grohsjean, C. Schwanenberger, E. Shabalina, M. Wang, D. Wicke et Z. Ye, « Systematic Uncertainties in Top Quark Measurements », février 2010, DØ Note 6024.

- [18] Y.-K. Kim et U.-K. Yang, « Initial state gluon radiation studies on Drell-Yan data for top-pair production in hadron collider », avril 2004, CDF Note 6804. [En ligne]. Accessible : http://hep.uchicago.edu/~hslee/ISR/cdf6804_ISR_DY.ps
- [19] D. Wicke et P. Skands, « Non-perturbative QCD Effects and the Top Mass at the Tevatron », juillet 2008, arXiv :0807.3248v1.

Sommaire

- 8.1 L'algorithme d'identification des jets issus de quarks b
- 8.2 Optimisation de la sélection des événements top-anti-top
- 8.3 Nouvelles mesures de la masse du quark top
- 8.4 Conclusion
- 8.5 Bibliographie

Chapitre

8

Optimisation de la sélection des événements contenant des paires de quarks top-anti-top

On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison.

Henri Poincaré

L'UNE DES PARTICULARITÉS DE LA DÉSINTÉGRATION d'un quark top est l'émission, dans plus de 90% des cas [1], d'un quark b . En effet, ce dernier a l'intéressante caractéristique de vivre un temps relativement long avant de se désintégrer. Ce faisant, il engendre des signaux caractéristiques dans le détecteur permettant, dans la plupart des cas, d'identifier le jet qu'il développe lors de son hadronisation comme étant celui engendré par un quark b . De ce fait, rajouter une condition sur la présence d'au moins un de ces jets dans l'état final permet d'augmenter encore davantage la pureté du lot d'événements sélectionnés. Cependant, l'efficacité d'identification de ces jets étant relativement loin de 100%, il convient de trouver un compromis afin de ne pas supprimer une part trop importante d'événements de signal. Une étude a donc été menée en ce sens afin de trouver les conditions optimales permettant de maximiser la pureté des ensembles tout en minimisant les biais observés lors de l'étalonnage de la méthode ainsi que l'erreur statistique. Ce chapitre traitera donc, dans un premier, de la méthode utilisée pour identifier les jets provenant d'un quark b , puis détaillera la méthode d'optimisation de la sélection ainsi que les résultats obtenus, pour conclure sur les nouvelles mesures de la masse du quark top dans les canaux di-leptoniques.

8.1 L'algorithme d'identification des jets issus de quarks b

Puisque le temps de vie d'un hadron b est relativement long, celui-ci aura le temps de voler sur une distance plus ou moins grande, en fonction de son énergie, avant de s'hadroniser. De ce fait, le vertex duquel les particules contenues dans le jet ainsi produit, proviennent, n'est souvent pas confondu avec celui de l'interaction dure. La présence d'un tel vertex est donc susceptible de signer la présence de l'hadronisation d'un quark b . Il reste néanmoins à vérifier que ce second vertex est bien issu du primaire et non d'une interaction annexe, et qu'il ne s'agit pas de la désintégration d'un hadron étrange à grande durée de vie comme le K_S ou le Λ . Différentes techniques d'identification de ces quarks b basées sur ces considérations ont été développées. Cependant, afin d'obtenir une identification beaucoup plus performante, le résultat de chacune d'entre elles est combiné via un réseau de neurones dont la sortie renvoie la probabilité d'avoir observé un jet provenant d'un quark b [2].

Ces différentes parties sont succinctement décrites dans la suite pour finir par leur combinaison au sein du réseau de neurones.

8.1.1 L'algorithme d'identification des seconds vertex — SVT

L'algorithme le plus intuitif, appelé identification des seconds vertex ou *Secondary Vertex Tagger* (SVT), consiste à reconstruire les vertex secondaires en étudiant chacune des traces d'un jet et en leur appliquant l'algorithme de KALMAN, utilisé pour la reconstruction des vertex primaires (cf. Sec. 4.1.3). Ensuite, les traces du jet sont ajoutées une à une aux vertex trouvés dès lors que la valeur du χ^2 associé ne dépasse pas un certain seuil. Finalement, seuls les vertex reconstruits en accord avec la direction du jet sont conservés et la distance entre le vertex primaire et secondaire peut alors être mesurée. À chaque jet sont associés, entre autre, le nombre de vertex secondaires reconstruits N_{vtx} , le nombre de traces qui leur est associé N_{trk} , la valeur du χ^2 représentant l'ajustement entre les différentes traces et la position de ce vertex ainsi que la grandeur S_{xy} représentant la significativité de la longueur de désintégration observée et définie comme $S_{xy} = L_{xy}/\sigma(L_{xy})$ où L_{xy} correspond à la distance entre le vertex primaire et secondaire dans le plan transverse et $\sigma(L_{xy})$, l'incertitude associée [3].

8.1.2 L'algorithme d'identification par la probabilité du temps de vie des jets — JLIP

La présence d'un vertex secondaire modifie le paramètre d'impact des traces associées au jet considéré par rapport au point d'interaction dure. Cet effet est davantage mis en exergue lorsque la somme de ce paramètre signé, pour chacune de ces traces, est effectuée ; le signe associé est celui du produit scalaire entre le vecteur partant du vertex primaire jusqu'au point de moindre approche de la trace et l'impulsion transverse du jet¹ (cf. Fig. 8.1). Alors, si ce dernier trouve son origine au vertex primaire, ie. s'il est engendré par un quark léger, la somme est compatible avec zéro ; autrement, dans le cas de jets issus de la désintégration d'un quark b ou c , cette somme est positive.

De fait, pour chaque trace du jet ayant un paramètre d positif, cette grandeur est utilisée pour calculer la probabilité que ladite trace soit originaire du vertex primaire. Enfin, chacun de ces résultats est utilisé pour former une probabilité $\mathcal{P}_{\text{JLIP}}$ associée à chaque jet. Ceux engendrés par des quarks légers présentent une distribution uniforme de $\mathcal{P}_{\text{JLIP}}$ entre 0 et 1 tandis que lorsqu'ils sont issus de quarks b ou c , la distribution pique à très basse valeur.

Cet algorithme est connu sous le nom de *Jet Lifetime Probability* (JLIP).

8.1.3 L'algorithme d'identification par le comptage des paramètres d'impacts signés — CSIP

Selon les considérations précédentes, il est possible de calculer la significativité de ce paramètre d'impact signé défini, S_d . Ensuite, le nombre de traces pour lesquelles cette valeur dépasse un certain

1. Pour rappel, le sens et la direction de l'impulsion transverse d'un jet sont donnés par le vecteur partant du vertex primaire jusqu'au centre du cône de reconstruction.

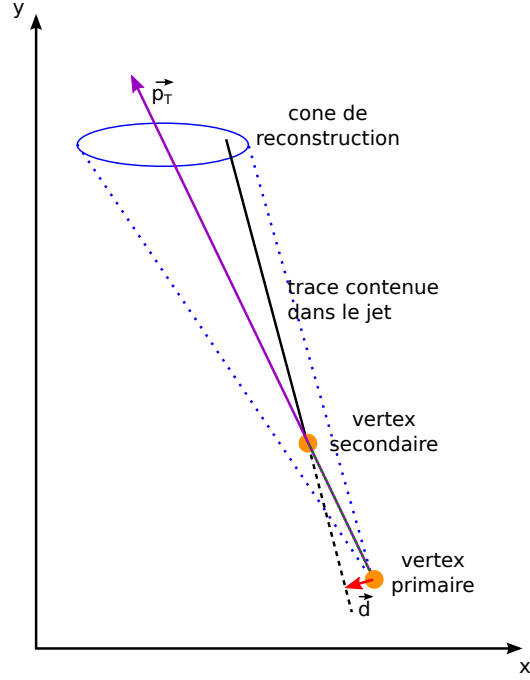


FIGURE 8.1 – Définition de la mesure du paramètre d'impact signé : le signe correspond à celui du produit scalaire $\vec{d} \cdot \vec{p}_T$. Pour la majorité des traces de jets issus de quarks b ou c , ce signe est positif tandis qu'il y a autant de traces pour lequel il est positif que négatif dans le cas où elles proviennent de jets provenant de quarks légers.

seuil sont comptabilisées :

- N_{3s} correspond au nombre de traces satisfaisant à : $S_d/a > 3$ et $|\Delta\phi| > \Delta\phi_0$;
- N_{2s} correspond au nombre de traces satisfaisant à : $3 > S_d/a > 2$ et $|\Delta\phi| > \Delta\phi_0$;
- N_{3w} correspond au nombre de traces satisfaisant à : $S_d/a > 3$ et $|\Delta\phi| < \Delta\phi_0$;
- N_{2w} correspond au nombre de traces satisfaisant à : $3 > S_d/a > 2$ et $|\Delta\phi| < \Delta\phi_0$.

avec a un paramètre d'échelle défini² à 1,2, $\Delta\phi$, l'angle azimutal entre la trace et la direction du jet et $\Delta\phi_0$, une constante fixée² à 20 mrad. Plus ces grandeurs seront importantes, plus le jet aura un grand paramètre d'impact et donc plus il a de chance de provenir d'un quark b .

Cet algorithme est connu sous le nom de Counting Signed Impact Parameter (CSIP).

8.1.4 La combinaison des résultats des algorithmes précédents dans un réseau de neurones

Afin de tirer profit de chacun de ces trois algorithmes, leurs résultats sont combinés dans un réseau de neurones contenant sept neurones d'entrées, une couche de vingt-quatre neurones intermédiaires puis un neurone de sortie. Les variables données en entrée sont :

1. $SVT_{SL} S_{xy}$;
2. $CSIP \mathcal{N}_{CSIP}$;
3. $JLIP \mathcal{P}_{JLIP}$;
4. $SVT_{SL} \chi_{dof}^2$;
5. $SVT_L N_{trk}$;
6. $SVT_{SL} m_{vtx}$;
7. $SVT_{SL} N_{vtx}$.

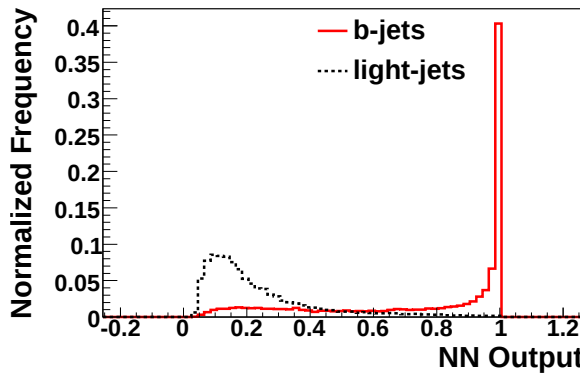
2. Ce choix fait suite aux résultats de l'étude effectuée sur l'optimisation de l'algorithme.

où SVT_{SL} correspond aux variables mesurées par l'algorithme SVT avec des conditions plus lâches que pour SVT_L et où \mathcal{N}_{CSIP} est défini comme :

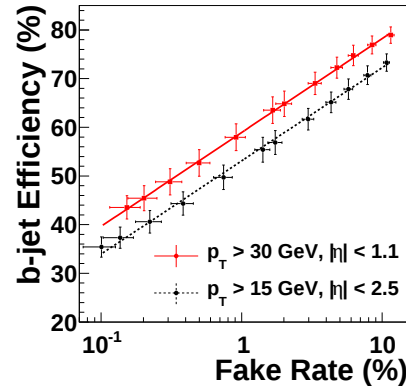
$$\mathcal{N}_{CSIP} = 6 \times N_{3s} + 4 \times N_{2s} + 3 \times N_{3w} + 2 \times N_{2w} \quad (8.1)$$

L'apprentissage du réseau de neurones est effectué à partir de deux lots d'événements simulés contenant respectivement des événements $b\bar{b}$ et des événements de quarks légers. Ceux-ci sont découpés en deux parties distinctes dont l'une est utilisée pour l'entraînement du réseau de neurones et l'autre permet de tester ses performances. Une étude axée sur son optimisation a permis de choisir les variables les plus discriminantes, le nombre de neurones dans la couche intermédiaire, le nombre d'époques nécessaires lors de son entraînement ainsi que les conditions initiales que les jets utilisés pour l'apprentissage doivent satisfaire.

Un exemple de valeur de sortie du réseau de neurones en fonction du type de parton ayant engendré les jets est présenté sur la figure 8.2a.



(a) Valeur de sortie du réseau de neurones pour deux lots d'événements Monte-Carlo dont les jets de l'un ne proviennent que de quarks légers tandis que pour l'autre, ils sont issus de quarks b [2].



(b) Efficacité de l'identification des jets issus de quarks b en fonction du taux de mauvaise identification pour différentes conditions sur les jets. Les barres d'erreurs verticales représentent l'incertitude totale (statistique et systématique) [2].

FIGURE 8.2 – Valeur de sortie du réseau de neurones et efficacité de l'identification des jets provenant de quarks b à partir du réseau de neurones.

8.1.5 Estimation de l'efficacité du réseau de neurones

Afin de mesurer l'efficacité du réseau de neurones, une méthode baptisée *SystemD* [4] est utilisée. Celle-ci fait appel à différents critères d'identification non-corrélés entre eux et appliqués sur le même lot d'événements. Via leur combinaison, il est possible de définir un système d'équations dont sa résolution conduit à l'efficacité de chacun de ces critères. Parmi ceux utilisés se trouve la condition sur la valeur de sortie du réseau de neurones qui doit être supérieure à un certain nombre et dont l'efficacité est à mesurer. Pour cela, l'intervalle de la valeur de sortie, allant de 0 à 1, est découpé en douze zones ou « points de fonctionnements ». Un exemple de l'efficacité d'identification en fonction de l'impulsion transverse des jets pour le premier point de fonctionnement est présenté sur la figure 8.2b.

Du fait de différences³ entre les événements Monte-Carlo et les données, l'efficacité est mesurée dans chacune de ces deux catégories d'événements puis leur différence est corrigée au travers d'un facteur appliqué aux événements Monte-Carlo.

3. Parmi celles-ci, il est possible de citer : la résolution du CFT et du SMT, les effets géométriques et l'évolution du fonctionnement des sous-détecteurs dans le temps, en particulier pour le système de trajectographie.

8.2 Optimisation de la sélection des événements top-anti-top

Afin de tenir compte de l'identification de jets provenant de quarks b dans la sélection des événements top-anti-top, une nouvelle condition est rajoutée sur la valeur de sortie du réseau de neurones, notée NN jet, pour les deux jets de plus grande impulsion transverse contenus dans chaque événements candidats. D'après la figure 8.2b, l'efficacité d'identification est approximativement de 45% avec un taux de mauvaise identification de 0,2% pour un jet d'impulsion transverse de 30 GeV et se trouvant à petit η . Il y a alors une probabilité relativement importante qu'au moins l'un des deux jets possède une valeur de sortie du réseau de neurones supérieure à 0,1. Suivant cette remarque, il a été décidé de ne s'intéresser qu'au maximum de la valeur de sortie du réseau de neurones associée à chacun des deux premiers jets : $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$. L'histogramme de cette valeur, tracée pour des événements de signal et de bruit de fond, pour les différents canaux confirme cela (cf. Fig. 8.3).

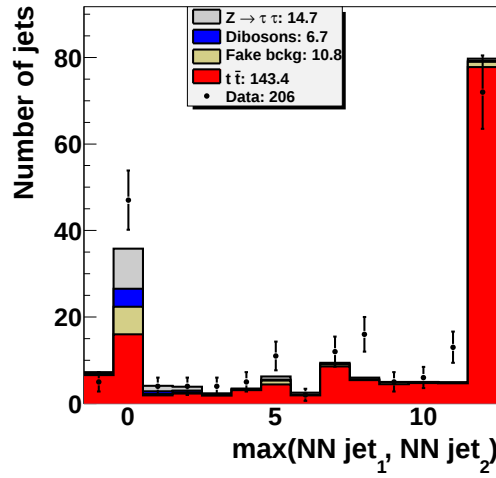
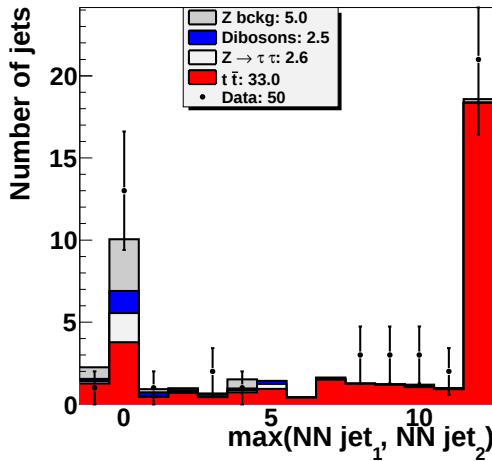
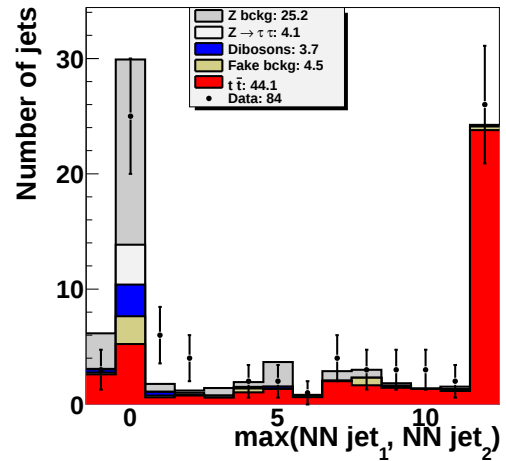
(a) Canal $e\mu$.(b) Canal ee .(c) Canal $\mu\mu$.

FIGURE 8.3 – Histogramme du maximum de la valeur de sortie du réseau de neurones des deux jets de plus grande impulsion transverse pour des événements Monte-Carlo de signal et de bruit de fond et pour les données du *Run IIb* après application de toutes les sélections (les événements de signal simulés ont utilisé une valeur $m_t = 172,5$ GeV).

Alors, pour chaque canal di-leptonique ee , $e\mu$ et $\mu\mu$, le point de fonctionnement du réseau de neu-

rones ainsi que la sélection topologiques⁴ sont optimisés afin de maximiser la pureté des ensembles, tout en minimisant l'erreur statistique attendue pour le point de masse de 172,5 GeV. Les optimisations pour chacun d'entre eux sont détaillées ci-dessous après un bref préambule sur la comparaison des erreurs statistiques attendues.

Puisque cette étude cherche à optimiser la sélection des événements, le nombre d'événements de signal et de bruit de fond utilisés dans les ensembles de tests est celui attendu et non observé, comme ce fût le cas dans le chapitre 7. Enfin, il est à noter que toutes les erreurs statistiques attendues, données ci-dessous, sont corrigées des biais de la méthode à partir du résultat des courbes d'étalonnage (cf. Eq. 7.27 et 7.28).

8.2.1 Préambule sur la comparaison des erreurs statistiques attendues

Puisque la suite de cette étude compare principalement l'évolution des erreurs statistiques attendues suivant différentes sélections appliquées, il est nécessaire de revenir sur l'erreur associée à ces erreurs ainsi que la significativité de la différence de deux erreurs où les événements utilisés pour calculer l'une d'elles est un sous-groupe de la seconde.

Dans un premier temps, en reprenant les courbes d'étalonnage du chapitre 7, il vient que l'erreur sur l'erreur statistique attendue pour chacun des canaux est de l'ordre de $\Delta m_t \sim 100$ MeV à 200 MeV (cf. Tab. 8.1).

Canal	Erreur statistique attendue [GeV]	Erreur sur l'erreur [GeV]
ee	4,41	0,23
$e\mu$	2,59	0,09
$\mu\mu$	4,84	0,22

TABLE 8.1 – Récapitulatif de l'erreur statistique attendue pour chaque canal à partir de la sélection officielle (cf. Chap. 6) avec l'erreur associée.

Par la suite, lorsque deux erreurs statistiques, où l'une est obtenue à la suite d'une sélection additionnelle, sont comparées entre elles, puisqu'elles ont été mesurées à partir d'événements communs, l'erreur sur leur différence, $\Delta_{\text{comp.}}$, ne doit pas dépasser :

$$\Delta_{\text{comp.}} \sim \sqrt{2(1 - \epsilon)} \Delta m_{\text{top}} \quad (8.2)$$

avec ϵ , l'efficacité de la sélection additionnelle.

Dans le cas d'une nouvelle condition sur la grandeur $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$, son efficacité de sélection varie de 60% à plus de 80% suivant le point de fonctionnement choisi. Par conséquent, une différence de l'ordre de 50 MeV à 100 MeV entre deux erreurs statistiques attendues ne peut être considérée comme significative.

8.2.2 Canal ee

Le canal ee est le seul pour lequel la condition topologique a été appliquée avant d'intégrer les probabilités de signal et de bruit de fond des différents événements sélectionnés. La seule optimisation possible reste l'augmentation de la pureté du lot d'événements grâce à une condition sur le point de fonctionnement du réseau de neurones. Pour cela, différentes conditions ont été appliquées et l'erreur statistique attendue associée a été calculée (cf. Tab. 8.2). Les points de fonctionnement au-delà de la valeur 8 n'ont pas été testés car ils n'apportent plus d'amélioration sur la pureté attendue de l'ensemble qui se stabilise autour de 98,5% mais réduit le nombre d'événements.

4. L'optimisation de la sélection topologique n'est effectuée que si celle-ci n'a pas été appliquée avant l'intégration des probabilités de signal et de bruit de fond. Cela est le cas pour les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ mais pas pour le canal ee . Il est alors nécessaire de réintégrer les probabilités de signal et de bruit de fond sans cette sélection topologique, pour ce canal. Mais, pour une raison de temps d'intégration trop important, il n'a pas été possible de recommencer cette intégration.

Point de fonctionnement	Erreur statistique attendue [GeV]	Nombre d'événements de signal attendu	Pureté [%]
—	4,57	33,0	76,5
1	4,56	27,9	90,7
2	4,74	27,5	92,0
3	4,61	26,8	92,7
4	4,59	26,3	93,3
5	4,53	25,6	95,9
6	4,66	24,7	97,6
7	4,74	24,3	97,6
8	4,75	22,8	98,0

TABLE 8.2 – Résumé de l'étude sur l'ajout d'une condition sur la sortie du réseau de neurones en fonction du point de fonctionnement choisi pour le canal ee .

À la vue de ces résultats, l'ajout d'une condition sur la valeur $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$ qui doit être supérieur au point de fonctionnement 5 permet d'accroître de manière notable la pureté attendue du lot d'événements sélectionnés tout en n'altérant pas l'erreur statistique attendue : faisant suite au préambule (cf. Sec. 8.2.1), l'amélioration observable de cette dernière n'est peut-être qu'une fluctuation statistique et doit être considérée comme telle. Une étude future serait cependant nécessaire afin d'optimiser la condition topologique qui devrait potentiellement permettre de diminuer l'erreur statistique attendue. En attendant, les événements sélectionnés pour ce canal doivent satisfaire aux conditions suivantes : la significativité de l'énergie transverse manquante doit être supérieure à 5 et la valeur de $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$ doit être supérieure à 0,325, correspondant au point de fonctionnement 5.

8.2.3 Canal $e\mu$

Pour le canal $e\mu$, les événements dont les probabilités de signal et de bruit de fond ont été intégrées satisfont à la condition topologique suivante : $H_T > 105$ GeV. Avec la sélection officielle, c'est lors de l'étalonnage qu'il n'est utilisé que les événements satisfaisant à $H_T > 115$ GeV. De fait, il est possible de relâcher cette condition lors de l'utilisation de l'identification des jets provenant de quarks b . Or, du fait de sa signature, ce canal ne possède pas, d'origine, une grande quantité de bruit de fond : la pureté du lot d'événements sélectionnés à partir des conditions détaillées au chapitre 6 est de 85%. Par conséquent, l'optimisation attendue est relativement modeste.

Les résultats sont présentés dans la table 8.3 pour différentes conditions topologiques et différentes conditions sur $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$. Ici encore, les autres points de fonctionnement n'ont pas été testés du fait de la faible amélioration apportée à la pureté attendue des lots d'ensembles ainsi obtenus par rapport à la perte de statistique engendrée.

En conséquence, il vient que la pureté de l'ensemble peut être améliorée, sans toutefois dégrader l'erreur statistique attendue, grâce à une nouvelle sélection sur la sortie du réseau de neurones et en abaissant la condition sur H_T . Finalement, les événements sélectionnés doivent satisfaire à $H_T > 105$ GeV et au moins l'un des deux jets de plus grande impulsion transverse doit dépasser le point de fonctionnement 5 du réseau de neurones.

8.2.4 Canal $\mu\mu$

Enfin, les probabilités de signal et de bruit de fond associées aux événements du canal $\mu\mu$ ont été intégrées avant l'application de la condition sur la significativité de l'énergie transverse manquante. Il est donc possible de faire varier cette dernière avec différentes conditions sur $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$ afin de trouver le couple minimisant l'erreur statistique attendue. Le résultat est présenté sur la figure

H_T [GeV]	Point de fonctionnement	Erreur statistique attendue [GeV]	Nombre d'événements de signal attendu	Pureté [%]
115	—	2,46	141,5	82,4
115	1	2,55	118,5	91,8
105	1	2,52	121,1	90,8
105	2	2,45	119,2	92,2
105	3	2,50	116,3	93,1
105	4	2,44	114,4	93,4
105	5	2,50	111,0	93,8
105	6	2,56	106,6	95,0
105	7	2,60	104,9	95,1
105	8	2,65	98,6	96,1
105	9	2,66	92,9	96,6

TABLE 8.3 – Résumé de l'étude sur l'ajout d'une condition sur la sortie du réseau de neurones en fonction du point de fonctionnement choisi et de la sélection topologique sur la variable H_T pour le canal $e\mu$.

8.4 et met en évidence les conditions les plus optimales entre : minimisation de l'erreur statistique attendue, augmentation de la pureté et maximisation du nombre d'événements de signal. Celles-ci sont : la significativité de l'énergie transverse manquante doit être supérieure à 2,5 et au moins l'un des deux jets de plus grande impulsion transverse doit avoir une valeur de sortie du réseau de neurones supérieure au point de fonctionnement 6.

À l'opposé des autres canaux ee et $e\mu$, du fait de la grande quantité de bruit de fond présent dans ce canal, qui augmente notablement les biais de la méthode, la pureté du lot d'événements est augmenté par l'intermédiaire de la condition sur l'identification des jets issus de quarks b , ce qui aide à diminuer l'erreur statistique attendue. La possibilité de pouvoir diminuer la condition topologique pour remplacer son effet par une condition sur $\max(\text{NN jet}_1, \text{NN jet}_2)$ permet un gain sur la pureté sans perdre trop d'événements de signal : initialement, 44 événements étaient attendus avec une pureté de 56% tandis qu'avec la nouvelle sélection, il y en a 40 avec une pureté attendue de 82%.

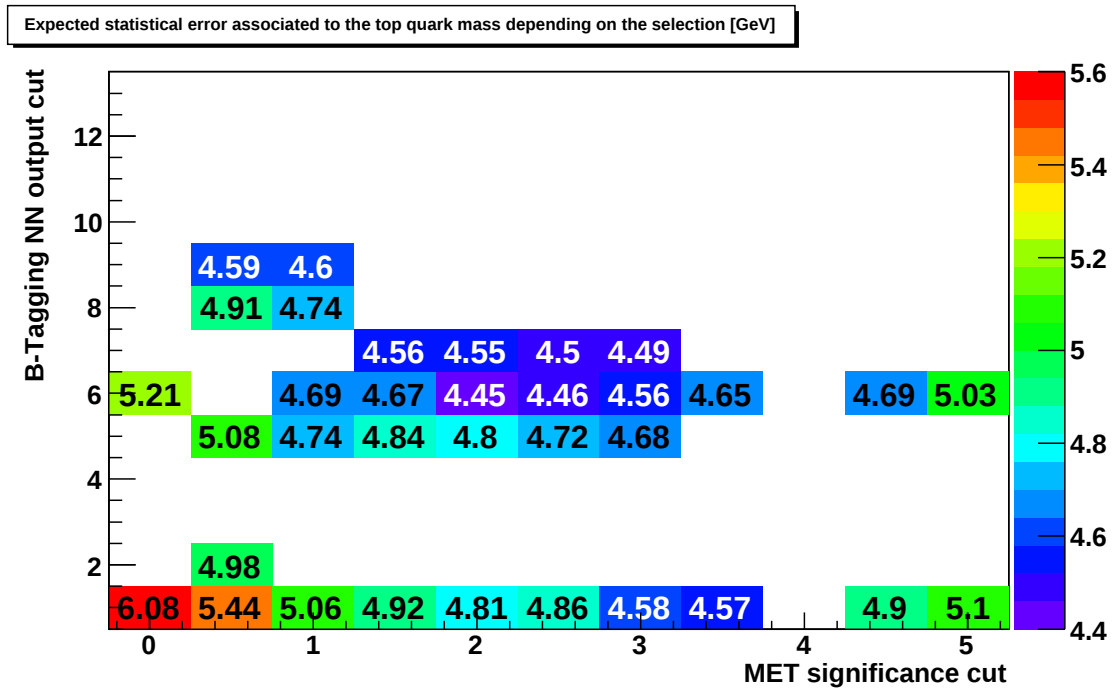
8.3 Nouvelles mesures de la masse du quark top

À partir de ces nouvelles sélections, il est nécessaire de déterminer les courbes d'étalonnage, de mesurer la masse du quark top dans les données et de recalculer la masse combinée à partir des différents canaux.

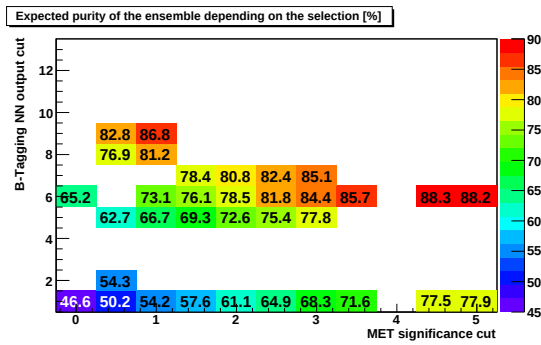
Le nombre d'événements attendus et observés pour chacun des canaux est récapitulé dans le tableau 8.4.

8.3.1 Détermination des courbes d'étalonnage

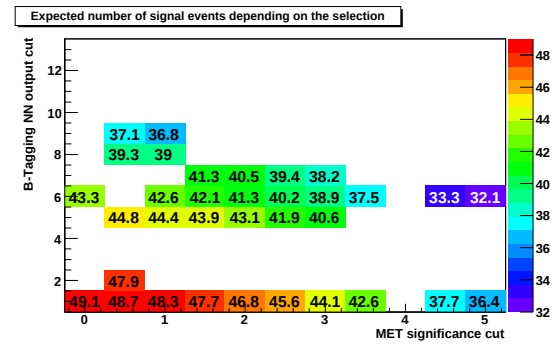
Les courbes d'étalonnage sont présentes sur la figure 8.5 pour les différents canaux. Afin de tenir compte de l'efficacité de sélection sur la sortie du réseau de neurones dans la normalisation de la probabilité de signal, le rapport du nombre d'événements total sur le nombre d'événements ayant l'un des deux jets de plus grande impulsion transverse ayant une valeur de sortie du réseau de neurones supérieure au point de fonctionnement choisi est calculé pour chaque point de masse du quark top d'entrée (cf. Fig. 8.6). Cette efficacité n'ayant pas de lien avec la masse du quark top, sa distribution en fonction de cette dernière est relativement constante. De ce fait, l'ajout d'une telle condition dans la sélection des événements ne modifie pas le coefficient directeur des courbes d'étalonnage.



(a) Erreur statistique attendue.



(b) Pureté attendue.



(c) Nombre d'événements de signal attendus.

FIGURE 8.4 –  volution de l'erreur statistique, de la pureté et du nombre d'événements de signal attendus pour les événements du canal $\mu\mu$ en fonction des conditions sur la sortie du réseau de neurones et sur la significativité de l'énergie transverse manquante. Pour rappel, l'erreur statistique attendue pour la condition topologique officielle est de 5,25 GeV pour une pureté de 55,9% et 44,2 événements de signal attendus.

Canal	$Z \rightarrow \ell\ell$	Dibosons	leptons mal identifiés	$t\bar{t} \rightarrow \ell\bar{\ell}\nu b\bar{b}$, $\sigma_{t\bar{t}} = 7,454$ pb, $m_t = 172,5$ GeV	Nombre d'événements attendus	Nombre d'événements
ee	0,7	0,4	—	25,6	30,9	32
$e\mu$	3,2	0,6	3,6	111,0	132,6	140
$\mu\mu$	6,6	0,4	1,9	40,2	49,1	58

TABLE 8.4 – Nombre d'événements sélectionnés dans les données et pronostic du nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus avec les nouvelles conditions de sélection des événements pour les différents canaux.

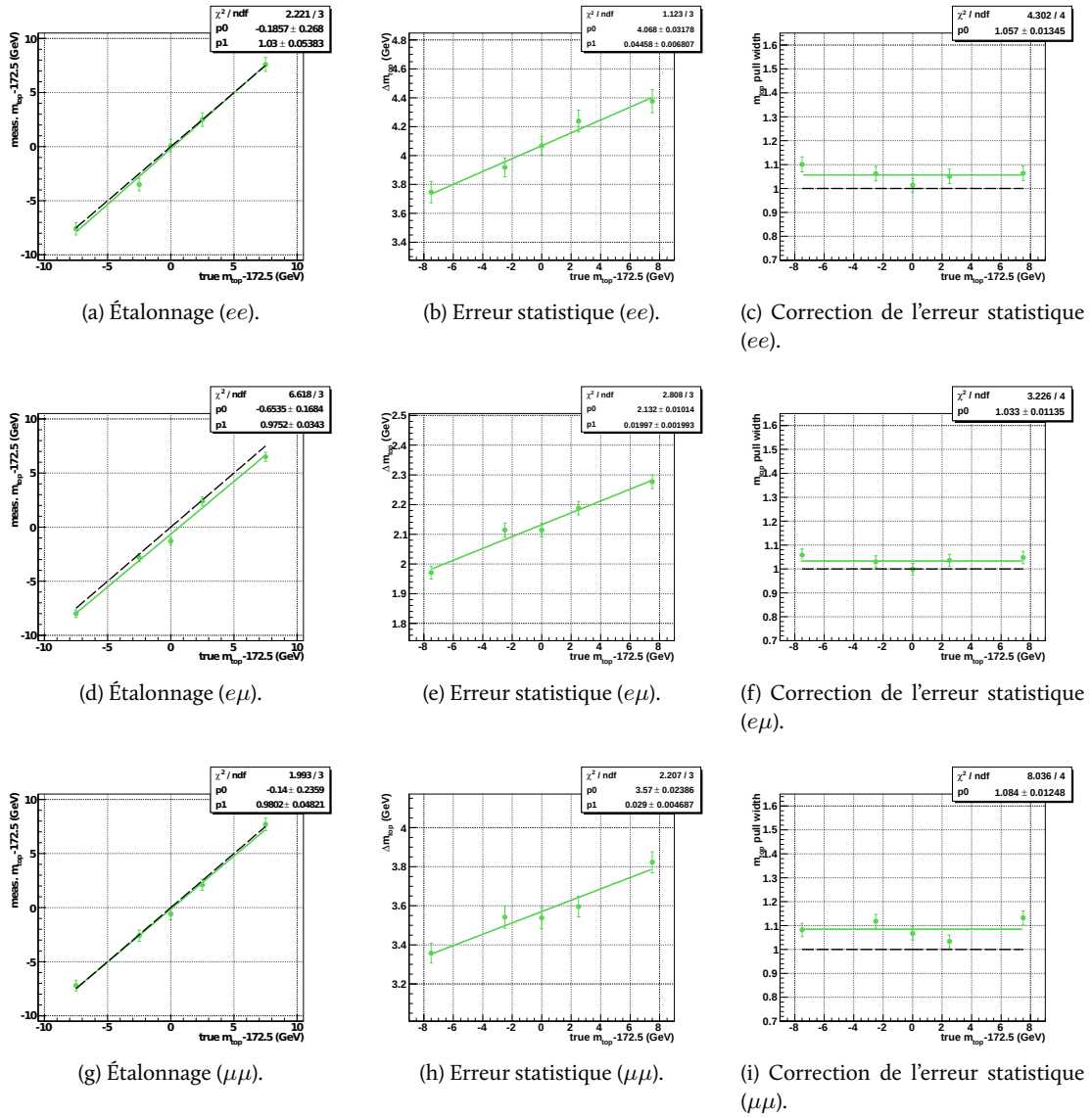


FIGURE 8.5 – Courbes d'étalonnage pour le signal et le bruit de fond pour les différents canaux dileptoniques, obtenues à partir de la sélection optimisée grâce à l'utilisation de l'information provenant de l'algorithme d'identification de jets issus de quarks b .

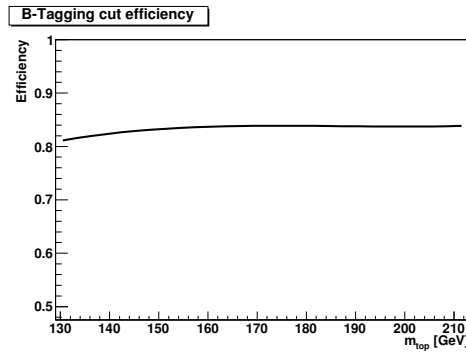


FIGURE 8.6 – Exemple de courbe d'efficacité associée à la sélection sur la valeur de sortie du réseau de neurones utilisé pour l'identification des jets issus de quarks b en fonction de la masse du quark top, pour le canal $e\mu$, la condition sur le point de fonctionnement 1 et la condition topologique $H_T > 115$ GeV.

8.3.2 Extraction de la masse des données

Une fois l'étalonnage de la méthode effectuée pour les nouvelles sélections, la masse est extraite des données pour chacun des canaux (cf. Fig. 8.7). Avec les courbes d'étalonnage, le résultat obtenu est corrigé des biais de la méthode. Le tout est présenté dans le tableau 8.5 qui fait apparaître un gain sur l'erreur statistique mesurée de 8% pour le canal $\mu\mu$. La comparaison entre l'erreur statistique mesurée dans les données et la distribution des erreurs statistiques obtenue à partir des ensembles de tests pour le point de masse le plus proche de celui mesuré est donnée sur la figure 8.8. Là encore, l'erreur statistique mesurée est en très bon accord avec celle obtenue lors de l'étalonnage pour les canaux ee et $e\mu$. Cependant, pour le canal $\mu\mu$, le désaccord subsiste. Des études plus approfondies sont nécessaires pour en comprendre les raisons. Les pistes principales déjà évoquées sont : est-ce une fluctuation statistique ? Est-ce une mauvaise estimation de la quantité de bruit de fond ?

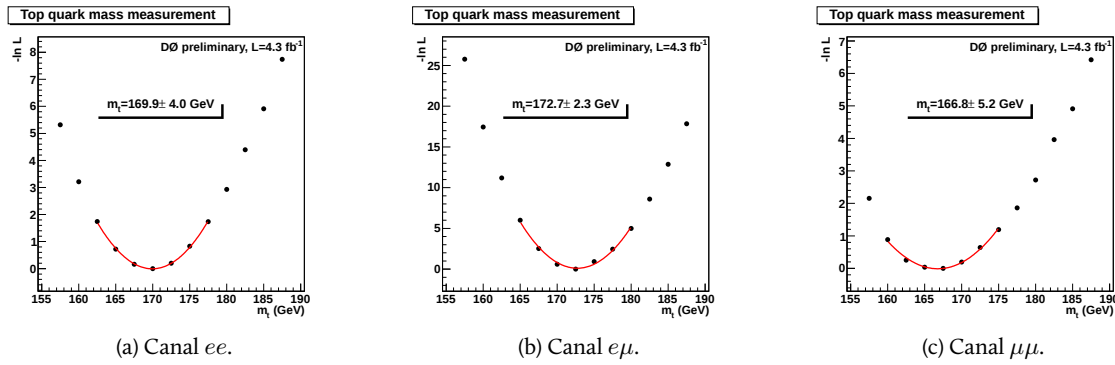


FIGURE 8.7 – Fonction de vraisemblance calculée à partir des données pour les différents canaux. Les valeurs de la masse mesurées doivent être corrigées des biais de la méthode.

Canal	Masse non étalonnée [GeV]	Masse étalonnée [GeV]
ee	$169,9 \pm 4,0$	$170,2 \pm 4,1$
$e\mu$	$172,7 \pm 2,3$	$173,4 \pm 2,4$
$\mu\mu$	$166,8 \pm 5,2$	$166,8 \pm 5,7$

TABLE 8.5 – Résultat de la mesure de la masse du quark top à partir des données du *Run IIb* pour les différents canaux avec la sélection optimisée, avant et après correction de la mesure et de l'erreur statistique des biais de la méthode.

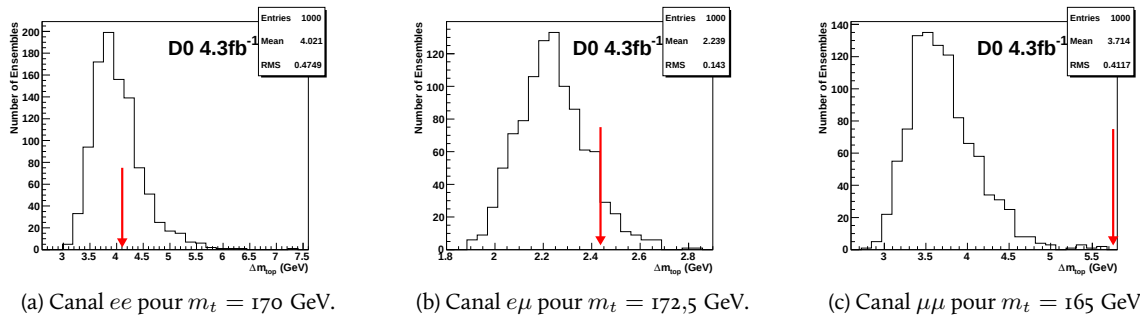
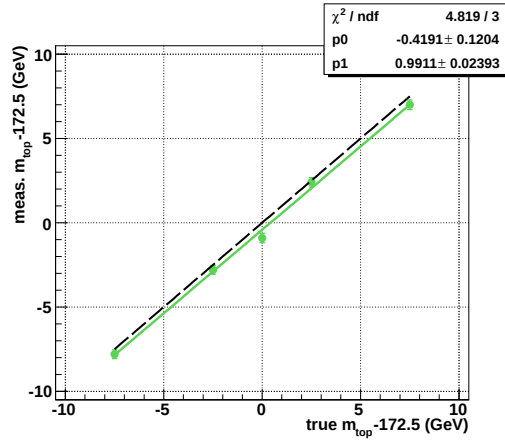


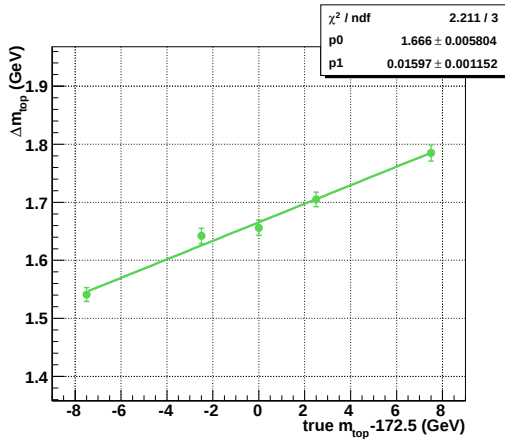
FIGURE 8.8 – Comparaison de l'erreur statistique mesurée dans les données du *Run IIb* avec la distribution des erreurs statistiques attendues pour le point de masse le plus proche et pour les différents canaux.

8.3.3 Combinaison des différents canaux

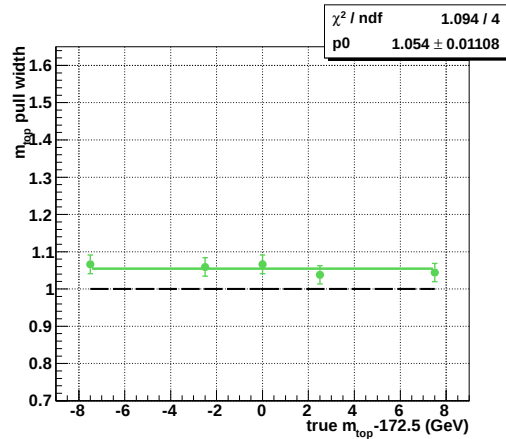
Les trois canaux peuvent alors être combinés entre eux. Pour ce faire, les événements simulés de chacun des canaux respectant les nouvelles conditions sont sélectionnés. À partir de ceux-ci, les pseudo-expériences sont construites en respectant le nombre d'événements de signal observé, calculé comme le nombre d'événements dans les données moins le nombre d'événements de bruit de fond attendu, et de bruit de fond attendu pour chacun des canaux puis les courbes d'étalonnage sont obtenues (cf. Fig. 8.9).



(a) Étalonnage.



(b) Erreur statistique.



(c) Correction de l'erreur statistique.

FIGURE 8.9 – Courbes d'étalonnage pour le signal et le bruit de fond pour les différents canaux dileptoniques combinés, obtenues à partir de la sélection optimisée grâce à l'utilisation de l'information provenant de l'algorithme d'identification de jets issus de quarks b .

Enfin, les données satisfaisant aux conditions de leur canal respectif sont combinées, la fonction de vraisemblance est calculée puis la masse du quark top ainsi que son erreur statistique associée en est extraite (cf. Fig. 8.10). L'erreur statistique mesurée est comparée avec la distribution de l'erreur statistique attendue et fait apparaître un accord légèrement éloigné de la valeur centrale (cf. Fig. 8.11).

La masse du quark top, mesurée à partir des sélections optimisées et corrigée des biais de la méthode est alors :

$$m_t = 172,0 \pm 2,0 \text{ GeV} \quad (8.3)$$

L'utilisation d'algorithmes d'identification de jets comme provenant de quarks b apporte une nouvelle source d'incertitude systématique à la liste développée au chapitre 7. En effet, en faisant varier

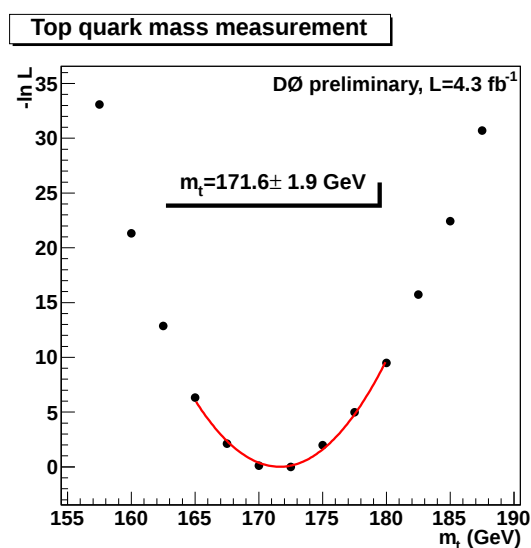


FIGURE 8.I0 – Fonction de vraisemblance calculée à partir des données pour les différents canaux combinés. La valeur de la masse mesurée ici doit encore être corrigée des biais de la méthode.

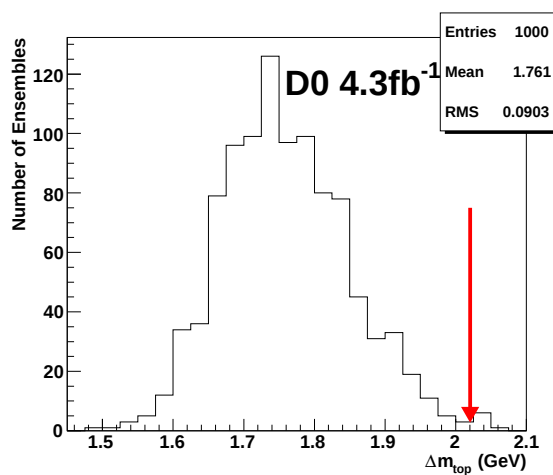


FIGURE 8.II – Comparaison de l'erreur statistique mesurée dans les données du *Run IIb* avec la distribution des erreurs statistiques attendues pour le point de masse $m_t = 172,5 \text{ GeV}$ pour les canaux combinés.

les incertitudes qui lui sont associées, le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus varie. Cependant, des études annexes [5] montrent que celle-ci est petite face aux autres incertitudes systématiques et ne change donc pas notablement la valeur de l'incertitude systématique totale.

8.4 Conclusion

Du fait du long temps de vie des hadrons beaux, ceux-ci se désintègrent jusqu'à plusieurs millimètres du point d'interaction dure, formant un vertex secondaire d'où est issu un jet. Grâce à la précision du système de trajectographie et à différents algorithmes cumulés au travers d'un réseau de neurones, il est possible d'associer à chaque jet la probabilité qu'il a de provenir d'un quark b . En ne conservant que les événements où cette grandeur associée à l'un des deux jets de plus grande impulsion transverse dépasse une certaine valeur ou point de fonctionnement, il est possible d'augmenter la pureté des lots d'événements sélectionnés. Aussi, en optimisant au mieux cette condition, il est possible de réduire les conditions topologiques, permettant d'augmenter le nombre d'événements de signal et réduisant alors l'erreur statistique associée. Bien que ce dernier point n'ait pu être réellement testé que pour le canal $\mu\mu$, réduisant significativement son erreur statistique, l'augmentation de la pureté des lots d'événements pour les autres canaux di-leptoniques a permis de minimiser les biais de la méthode ainsi que toutes les incertitudes liées à la simulation du bruit de fond. Le rôle de cette sélection sera cependant plus important lorsque toutes les données acquises seront analysées ; ce qui représente le double de statistique. Le faible impact⁵ de cette nouvelle sélection sur les incertitudes systématiques, comme il a déjà été observé pour d'autres analyses [6], restera à déterminer.

Il est aussi envisageable, grâce à ces algorithmes, de prendre en compte le fait que dans certains cas, le troisième jet de plus grande impulsion transverse est issu d'un des quarks b qui provient de la désintégration du quark top ; et alors que l'un des deux premiers n'en est pas. Bien que cela ne concerne que quelques pour-cents des événements de signal, la précision de la méthode en serait accrue.

Le fruit de ce travail permet donc de valider l'utilité et l'importance de l'utilisation d'algorithmes d'identification des jets issus de quarks b dans la sélection des événements top-anti-top. Un autre champ d'application est le choix des jets pris comme issus des quarks b . Ceux-ci pourront alors être utilisés pour la mesure finale de la masse du quark top dans l'expérience DØ.

8.5 Bibliographie

- [1] V. Abazov *et al.*, « Measurement of the Ratio $\mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ in the Lepton+Jets and Dilepton Final States », avril 2011, to be published in Physical Review Letters.
- [2] V. Abazov *et al.*, « b-Jet Identification in the DØ Experiment », *Nuclear Physics A*, vol. 620, n° 2-3, p. 490-517, février 2010.
- [3] A. Schwartzman, « Medición de la vida media del mesón B^\pm e identificación de quarks top a partir de la reconstrucción de decaimientos de quarks b », Thèse de doctorat, Universidad de Buenos Aires, 2004.
- [4] B. Clément, « Production électrofaible du quark top au Run II de l'expérience DØ », Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg I, 2006.
- [5] M. Bessaçon, F. Déliot, C. Deterre, Y. Peters, E. Shabalina et V. Sharyy, « Measurement of $R_b = \mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ and of the $t\bar{t}$ Production Cross-Section in Dilepton Final State », mai 2011, DØ Note 6153.

5. Approximativement 15% des événements sont supprimés à partir de cette nouvelle sélection. Cela peut engendrer une variation de l'incertitude systématique associée à la fraction d'événements de signal sur les événements de bruit de fond d'environ 10%. L'incertitude liée au modèle d'hadronisation du quark b ne devrait pas être sensiblement modifiée.

- [6] V. Abazov *et al.*, « Precise measurement of the top-quark mass from lepton+jets events at DØ », 2011, soumis à Physical Review D. arXiv :1105.6287v2.

Sommaire

- 9.1 L'échelle d'énergie des jets issus de la désintégration d'un quark b
- 9.2 Les effets d'ordres supérieurs et le modèle d'hadronisation
- 9.3 Conclusion
- 9.4 Bibliographie

Chapitre

9

Amélioration de l'estimation de certaines incertitudes systématiques associées à la mesure de la masse du quark top

Un problème créé ne peut être résolu en réfléchissant de la même manière qu'il a été créé.

Albert Einstein

DÈS LORS QUE LA MESURE DE LA MASSE du quark top, présentée au chapitre 7, commence à être limitée par les incertitudes systématiques associées — ce qui est particulièrement vrai pour le canal $e\mu$ — il est nécessaire d'étudier davantage les sources d'erreur principales afin de mieux les comprendre et de les évaluer avec le plus de justesse possible. Parmi elles se trouvent celle associée à l'échelle d'énergie des jets engendrés par un quark b puis celle induite par les ordres supérieurs de la théorie des perturbations non pris en compte et les limitations du modèle d'hadronisation utilisé dans les générateurs d'événements Monte-Carlo ALPGEN et PYTHIA. Ce chapitre détaille le travail effectué afin d'étudier et d'améliorer la mesure de ces deux sources d'erreurs.

9.1 L'échelle d'énergie des jets issus de la désintégration d'un quark b

Dans le chapitre 4 traitant de la reconstruction des événements, il a été vu que la réponse du calorimètre dépend des particules qui y interagissent. Celles-ci dépendent à leur tour de la particule

mère qui s'est désintégrée, qui elle-même dépend de la particule mère qui s'est désintégrée etc. ; le tout formant une cascade de désintégration ou gerbe. De ce fait, le contenu en particules d'un jet et des gerbes qui en découlent est directement lié au parton qui l'a engendré. C'est pourquoi, la réponse du calorimètre sera différente selon que le jet est issu de la production d'un quark léger : u , d , c , s , d'un quark b ou d'un gluon. Mais, afin de corriger cette réponse, une échelle d'énergie des jets ou JES a été mesurée et est appliquée lors de la reconstruction. Les termes qu'elle contient ont été déterminés à partir d'événements γ + jet et Z + jet. Or, comme il est extrêmement difficile de distinguer quel parton a engendré quel jet dans les données, aucune distinction n'est faite et cette correction est, de fait, une correction moyenne. Ceci ne pose pas de problème majeur dans le cas où les processus étudiés ont une même composition en saveurs de partons dans l'état final que les processus utilisés pour déterminer cet échelle.

Dans le cas des analyses de mesure de propriétés du quark top, telle que sa masse, puisque celui-ci se désintègre quasi-exclusivement en un boson W et un quark b , les événements de signal produisent principalement des jets provenant de la désintégration de ces derniers. L'échelle d'énergie des jets appliquée sur les événements de signal doit être corrigée. Une étude précédente [1] a déterminé que l'énergie du jet était majorée en moyenne de 1,8% ; ce qui a conduit à l'utilisation de ce facteur lors de la détermination de l'incertitude associée comme estimation conservatrice. Néanmoins, celui-ci ne tient aucunement compte de la dépendance de l'échelle d'énergie avec l'impulsion transverse ou la pseudo-rapacité.

Il est en revanche possible de mesurer des fonctions de corrections de l'échelle d'énergie des jets appliquées aux événements Monte-Carlo afin d'obtenir un accord convenable avec ce qui est observé dans les données, en fonction de la saveur du parton à l'origine du jet, de son énergie et de sa pseudo-rapacité [2, 3]. Les prochaines mesures de la masse du quark top appliqueront ces fonctions de correction. En attendant, l'objectif est d'évaluer l'incertitude systématique associée afin de quantifier le gain qu'elles apportent.

9.1.1 La détermination des fonctions de correction

Afin de pouvoir étalonner l'énergie des jets, il est nécessaire de connaître la fraction d'énergie, R , déposée par chaque type de hadrons ou leptons contenus dans le jet, dans le calorimètre. Le facteur F , avec lequel l'énergie¹ d'un jet doit être multipliée afin d'obtenir un accord entre les données et les événements Monte-Carlo, s'écrit :

$$F = \frac{\sum_i E_i R_i^{\text{data}}}{\sum_i E_i R_i^{\text{MC}}} \quad (9.1)$$

où E_i correspond à l'énergie de la i^{e} particule et R_i^{data} , respectivement R_i^{MC} , correspond à la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre par ce hadron ou ce lepton dans les données et dans les événements simulés.

À la différence de ce qui a été effectué pour la détermination de l'échelle d'énergie des jets, cette étude [2, 3] ne se limite pas aux particules les plus produites² : γ et π^\pm , mais à : γ , e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm , K_0^S , K_0^L , p , \bar{p} , n et Λ . La description de la mesure de la réponse de chacune de ces particules dans les événements Monte-Carlo puis dans les données est décrite dans la suite. Enfin, les fonctions de correction résultantes seront données.

Mesure de la réponse de chacune des particules dans les événements Monte-Carlo

La réponse de chacune des particules est mesurée à partir de lots d'événements Monte-Carlo ne simulant que la particule correspondante³, engendrant une gerbe. L'énergie reconstruite de la gerbe

1. L'énergie obtenue après lui avoir appliqué les différentes corrections traditionnelles JES et SSR.

2. Les π^0 se désintégrant quasiment exclusivement en deux photons avant de pouvoir interagir avec le calorimètre, ils ne sont donc pas listés en tant que tel mais sont pris en compte par l'intermédiaire des γ .

3. Ces événements Monte-Carlo ne contiennent pas non plus d'événements de biais nul.

(cf. Chap. 4) est alors extraite et le rapport de celle-ci sur l'énergie générée de la particule, obtenue à partir des informations Monte-Carlo, donne sa réponse.

Ce travail est réalisé sur un grand nombre d'événements et pour chaque type de particules considérées⁴. Puis, le résultat est ajusté en fonction de η_{det} , selon des formules adaptées à la distribution de chacune de ces réponses.

Mesure de la réponse de chacune des particules dans les données

Comme il n'est pas possible de connaître, dans les données, la nature et l'énergie de chacune des particules constituant un jet, la réponse des événements Monte-Carlo est ajustée aux données, à partir d'événements $\gamma + \text{jet}$ et $\text{jet} + \text{jet}$. Il est considéré que la simulation représente bien l'interaction des leptons et des photons avec la partie électromagnétique du calorimètre⁵. D'où :

$$R_{\gamma}^{\text{data}} = R_{\gamma}^{\text{MC}} \quad (9.2)$$

$$R_{e^{\pm}}^{\text{data}} = R_{e^{\pm}}^{\text{MC}} \quad (9.3)$$

$$R_{\mu^{\pm}}^{\text{data}} = R_{\mu^{\pm}}^{\text{MC}} \quad (9.4)$$

La réponse des hadrons est déterminée en fonction de l'impulsion transverse et de leur pseudo-rapidité.

Mesure des facteurs de correction

À partir des réponses des différents types de particules, le facteur F de correction de l'énergie des jets a été calculé [2, 3] (cf. Eq. 9.1) et ce, pour différentes saveurs de partons ayant engendrés les jets. Pour illustrer cela, la figure 9.1 représente le facteur de correction F obtenu pour chaque type de parton ayant engendré un jet séparément : quark léger ($\gamma + udc$ s), quark b ($\gamma + b$) ou gluon ($\gamma + \text{gluon}$) ainsi que pour tous les types réunis ($\gamma + \text{jet}$).

L'erreur associée à ces facteurs de correction tient compte de l'hypothèse d'égalité de réponse pour les électrons, les muons et les photons entre les données et les événements Monte-Carlo, ainsi que des incertitudes liées aux ajustements.

Comme il a été dit en introduction, cette étude cherche à apporter un accord entre la réponse d'un jet dans les données et dans les événements Monte-Carlo, mais tout en préservant l'échelle d'énergie des jets actuelle qui a été déterminée à partir des mêmes types d'événements. C'est pourquoi, afin de conserver la réponse moyenne des jets, les facteurs F de la figure 9.1 ne peuvent être utilisés directement comme facteur de correction mais doivent l'être de manière relative au facteur de correction moyen obtenu à partir de tous les types de partons réunis ($\gamma + \text{jet}$). D'où, la correction à apporter aux événements Monte-Carlo est :

$$C_x = \frac{F_x}{F^{\text{moyen}}} \quad (9.5)$$

avec $x = \{udcs, b, \text{jet}\}$.

Les distributions ainsi obtenues sont ajustées par un trinôme, pour celles concernant les quarks légers et les gluons, ou par une fonction affine, pour celles concernant les quarks b (cf. Fig. 9.2).

9.1.2 L'identification du parton ayant engendré un jet dans les événements Monte-Carlo

Afin de pouvoir utiliser ces fonctions de correction convenablement, il est nécessaire de connaître le parton à l'origine de chaque jet. Et, bien que les événements Monte-Carlo contiennent toutes les informations concernant leur filiation, il n'est pas trivial de savoir jusqu'où la remonter ; par exemple, dans le cas où un gluon est émis d'un quark b , faut-il considérer le gluon ou le quark b comme étant à

4. Pour rappel, les particules considérées sont : $\gamma, e^{\pm}, \mu^{\pm}, \pi^{\pm}, K^{\pm}, K_0^S, K_0^L, p^{\pm}, n$ et Λ .

5. Suite à l'étalonnage de l'énergie des gerbes électromagnétiques à partir d'événements $Z \rightarrow ee$, les réponses des leptons et des photons sont bien reproduites.

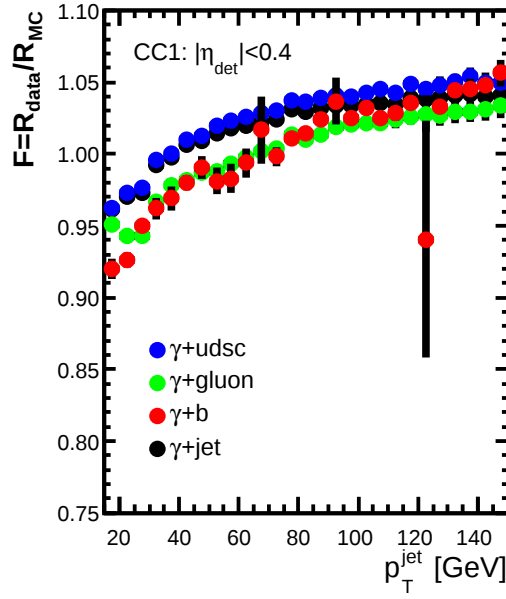


FIGURE 9.1 – Évolution du facteur de correction F en fonction de l'énergie des jets se trouvant dans la région $\eta_{\text{det}} < 0,4$ pour différents types de partons engendrant les jets (points bleus, verts et rouges) et pour tous les types réunis (nommé aussi F^{moyen} et représenté par les points noirs).

l'origine du jet ? Afin de pouvoir répondre à cette question, l'hypothèse selon laquelle le jet possède la direction du parton l'ayant engendré est utilisée. De plus, puisque chacune des particules contenues dans le jet provient de la cascade de désintégration du parton initial, son énergie ne peut qu'être plus faible. Suivant ces deux hypothèses et constatation, l'algorithme mis en place recherche le parton ou le lepton ayant la plus grande impulsion transverse et contenu dans un cône de rayon $\Delta R = 0,5$, centré sur le jet.

Cet algorithme est testé sur deux lots d'événements Monte-Carlo différents représentant les processus $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_eb\bar{b}$ et $Z,\gamma^* \rightarrow ee + \text{jets}$ où seuls les événements satisfaisant aux conditions suivantes sont conservés :

1. au moins deux jets associés ⁶ au vertex primaire et ayant une impulsion transverse satisfaisant $p_T > 15 \text{ GeV}$;
2. au moins deux électrons de faible qualité et satisfaisant $p_T > 15 \text{ GeV}$.

Après son utilisation sur les deux jets de plus grande impulsion transverse, le résultat obtenu est présenté sur les tableaux 9.1. De manière qualitative, il est déjà possible de constater que plus de 90% de ceux-ci proviennent de quarks b dans le cas d'événements top-anti-top tandis que leur nombre est dérisoire face aux jets provenant des quarks légers et des gluons dans le cas d'événements de Z . C'est alors un premier indice de bonne qualité de l'algorithme. Cependant, des vérifications plus précises, à partir des événements top-anti-top, sont nécessaires.

En particulier, en utilisant les informations Monte-Carlo du quark top et du boson W , il est possible de reconstruire l'impulsion transverse que le quark b doit avoir :

$$p_{Tb} = \sqrt{(p_x^t - p_x^W)^2 + (p_y^t - p_y^W)^2} \quad (9.6)$$

et de comparer ce résultat avec l'impulsion transverse du quark b trouvé. Le résultat illustré sur la figure 9.3a démontre bien que le quark obtenu est celui émis par le quark top dans plus de 99% des

6. L'association du jet avec le vertex primaire est assurée si au moins deux traces du jet en proviennent.

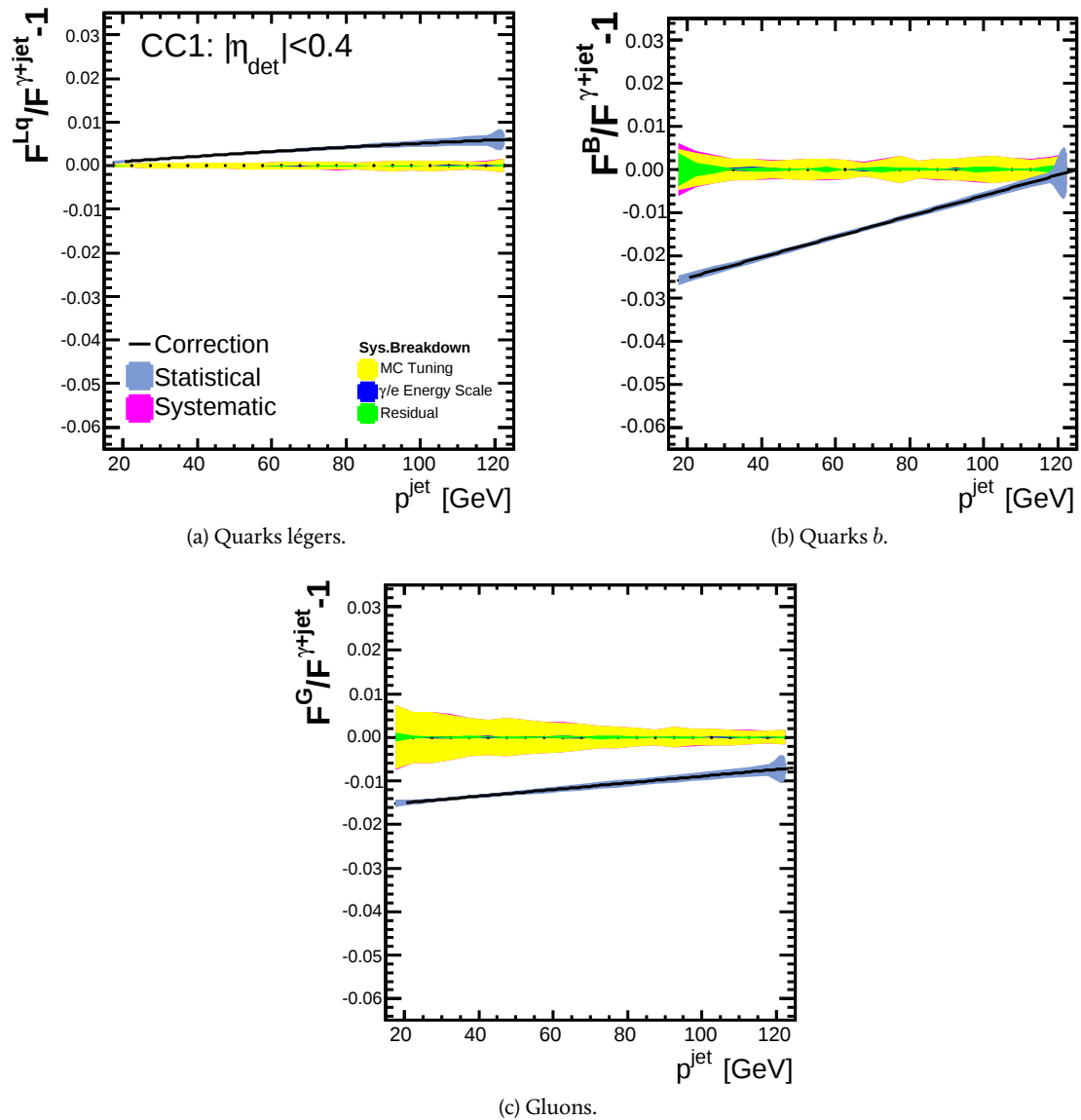


FIGURE 9.2 – Rapport entre le facteur de correction à appliquer à un type de parton donné ayant engendré un jet et le facteur de correction global, valable pour un jet se trouvant dans la région $\eta_{\text{det}} < 0,4$ et pour des événements du *Run IIb* [3]. Ces rapports sont ensuite ajustés à partir d'un trinôme ou d'une fonction affine.

Type	Proportion
Non associés	0%
Quarks légers	1%
Quarks b	92%
Gluons	7%

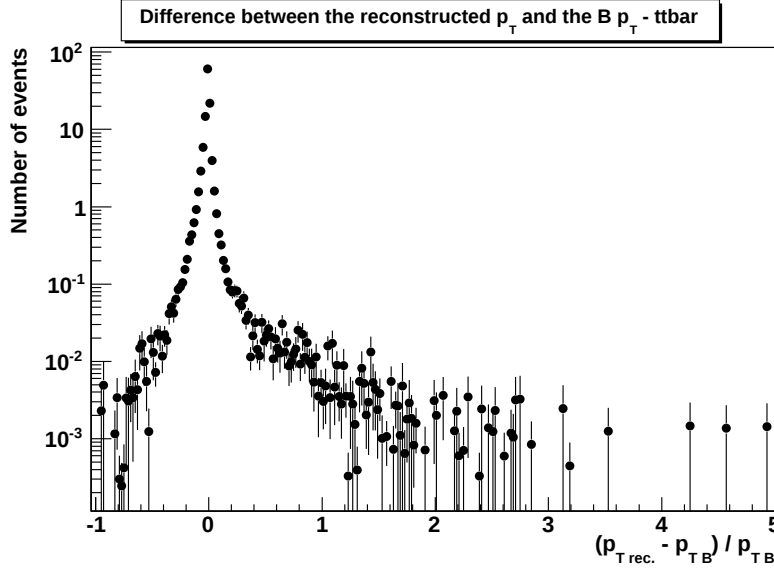
(a) Processus $t\bar{t} \rightarrow e^+e^- \nu_e \bar{\nu}_e b\bar{b}$.

Type	Proportion
Non associés	0,5%
Quarks légers	42%
Quarks b	0%
Gluons	57%

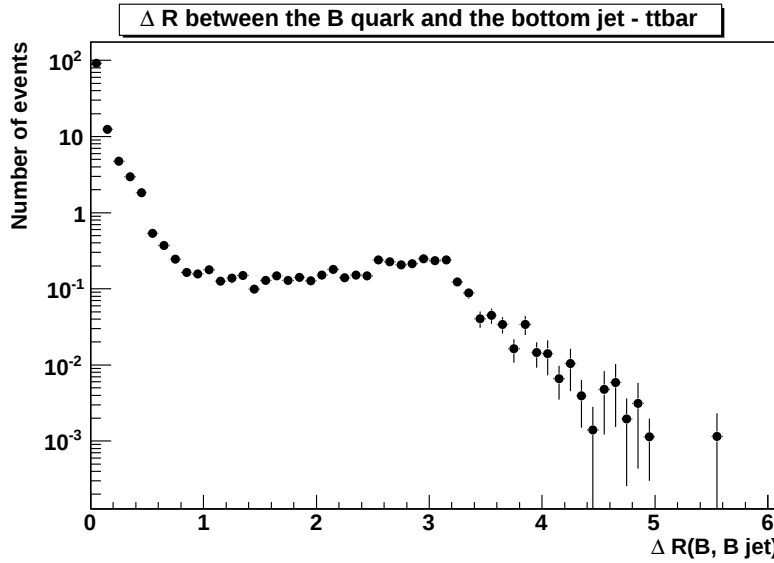
(b) Processus $Z, \gamma^* \rightarrow ee + \text{jets}$.

TABLE 9.1 – Saveur des partons ayant engendré les deux jets de plus grande impulsion transverse dans différents lots d'événements Monte-Carlo.

cas puisque les deux impulsions transverses sont équivalentes à 3% près. Aussi, lorsque la distance entre le quark b trouvé et celui provenant de la désintégration du quark top qui se trouve le plus proche, est comparée (cf. Fig. 9.3b), il est obtenu que, dans plus de 99% des cas, les deux quarks sont à une distance inférieure à 0,5, ce qui signifie qu'ils sont assimilés au même jet par construction.



(a) Comparaison entre l'impulsion transverse reconstruite du quark b , à partir des informations du quark top et du boson W , et celui du quark b trouvé.

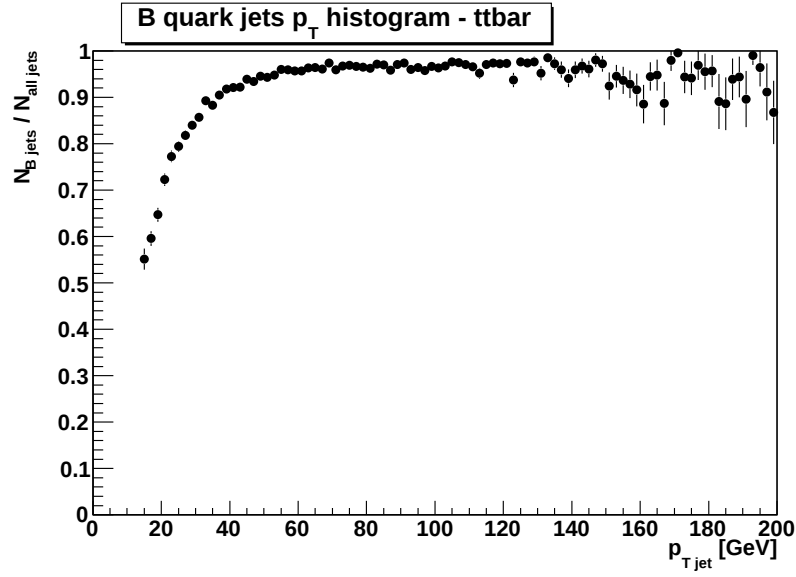
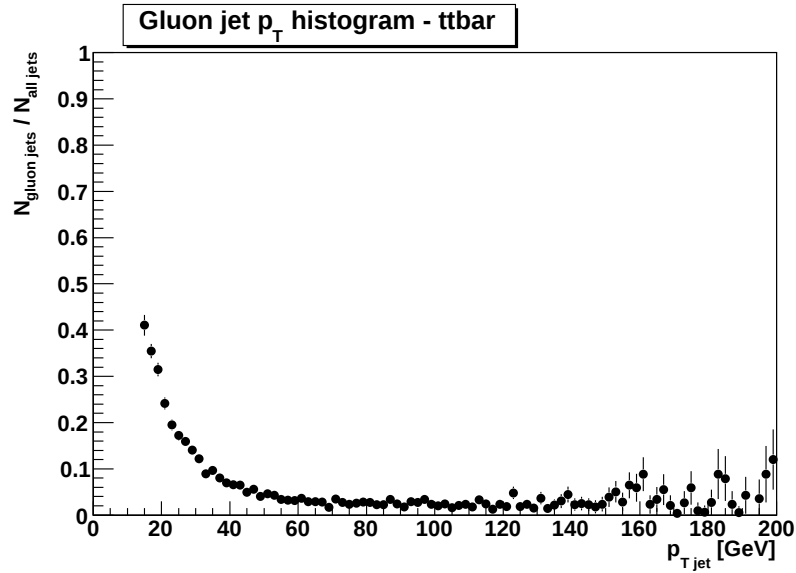


(b) Distance entre le quark b provenant de la désintégration du quark top et celui trouvé.

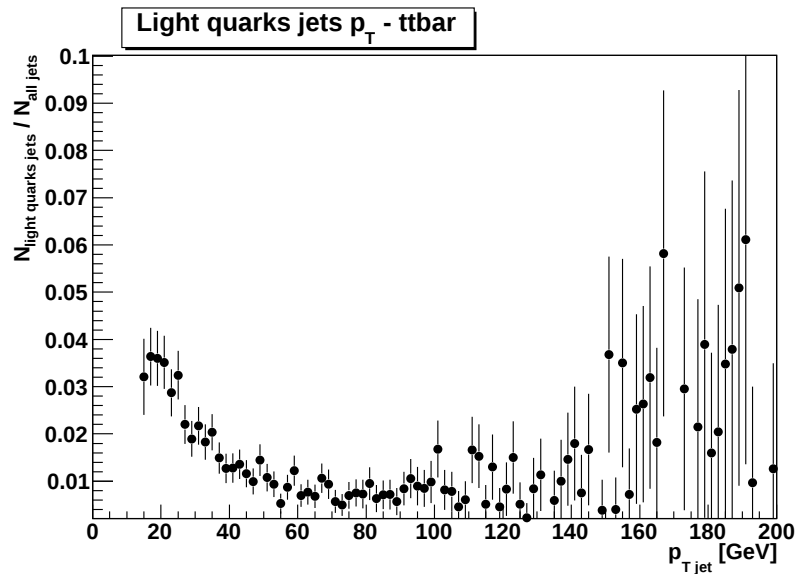
FIGURE 9.3 – Vérification de quelques propriétés des quarks b considérés comme ayant engendré plus de 90% des deux premiers jets de chaque événement top-anti-top ayant la plus grande impulsion transverse.

De plus, l'étude du type de parton trouvé comme étant à l'origine des jets, en fonction de l'impulsion transverse de ces derniers (cf. Fig. 9.4) conduit à un résultat cohérent où plus de 90% d'entre eux, ayant une impulsion de plus de 35 GeV, sont considérés comme provenant de quarks b . Or, ceux issus de quarks légers ou de gluons sont prépondérants à basse impulsion transverse, ce qui est compatible avec des partons émis lors de radiations dans l'état initial ou dans l'état final ⁷.

7. Comme les jets engendrés par les quarks b ont généralement une grande énergie, ceux issus de radiations ne devraient

(a) Pour les jets identifiés comme provenant de quarks b .

(b) Pour les jets identifiés comme provenant de gluons.



(c) Pour les jets identifiés comme provenant de quarks légers.

FIGURE 9.4 – Distribution de la fraction de jets issus d'un type de parton donné en fonction de leur impulsion transverse.

Finalement, cet algorithme permet de retrouver la saveur du parton à l'origine des jets pour plus de 98% d'entre eux.

9.1.3 L'application des fonctions de correction pour l'estimation de l'incertitude systématique

Possédant les corrections associées à chaque type de parton engendrant les jets, à appliquer sur leur énergie, ainsi qu'un algorithme permettant de remonter jusqu'à ces partons, il ne reste plus qu'à utiliser le tout sur des événements Monte-Carlo top-anti-top.

Afin de déterminer l'incertitude systématique associée à cette nouvelle correction, la masse du quark top est extraite à partir de trois lots d'événements Monte-Carlo, simulant des événements de signal du canal $e\mu$ avec une masse du quark top générée de $m_t = 172,5$ GeV. Dans le premier, la correction est appliquée aux événements; tandis que dans le second et le troisième, la correction appliquée est respectivement augmentée et diminuée de son erreur totale. Pour chacun d'entre eux, un ensemble de tests est réalisé à partir d'événements de signal seulement et la distribution de la valeur de la masse obtenue pour chacune des pseudo-expériences est tracée puis ajustée avec une gaussienne (cf. Fig. 9.5).

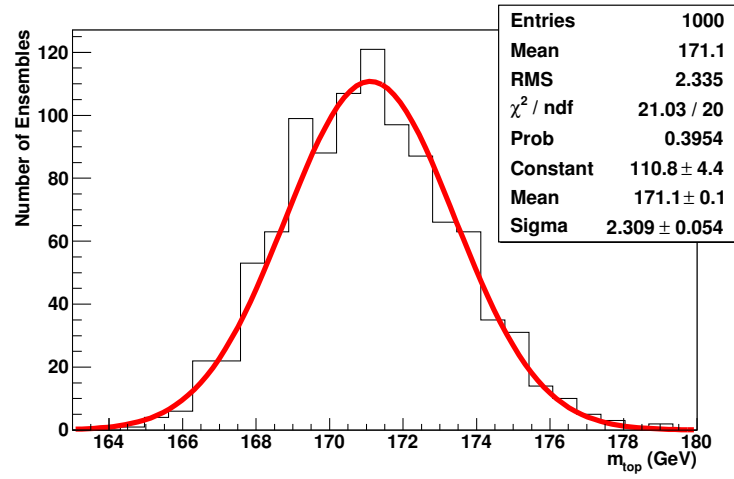
L'incertitude associée à cette correction est de $+0,3$ GeV et de $-0,9$ GeV. Pour rappel, celle actuelle associée à l'échelle d'énergie des jets provenant de quarks b est de $\pm 1,5$ GeV. Ces corrections sont donc un atout certain pour la mesure de la masse du quark top car, en permettant un meilleur accord de l'échelle d'énergie des jets entre les données et les événements Monte-Carlo, elles permettent de supprimer cette dernière incertitude et apportent une nouvelle source d'erreur qui est au moins plus petite de 600 MeV. Par conséquent, une fois cette correction appliquée dans une prochaine mesure de la masse du quark top, l'incertitude systématique associée sera réduite.

9.2 Les effets d'ordres supérieurs et le modèle d'hadronisation

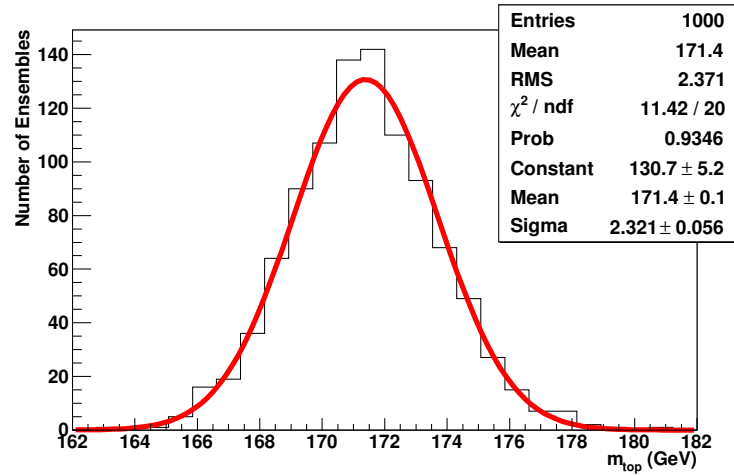
La troisième incertitude systématique la plus importante déterminée au chapitre 7 concerne celle associée aux effets d'ordres supérieurs et au modèle d'hadronisation. D'une part, le générateur ALPGEN ne tient compte que des éléments de matrice à l'ordre des arbres ainsi que la resommation de certains termes dominants. D'autre part, PYTHIA utilise un modèle bien précis d'hadronisation. Afin de mesurer l'effet sur la mesure de la masse du fait de la non-prise en compte des termes suivants de l'élément de matrice dans la théorie des perturbations ainsi que du modèle d'hadronisation, des événements de signal sont générés à partir des générateurs MC@NLO+HERWIG. Ces derniers ont la particularité de faire les calculs d'éléments de matrice NLO et d'utiliser un autre modèle d'hadronisation. Mais, l'utilisation d'un nouveau générateur peut apporter bien plus de changements que ceux cités ici; en particulier, la quantité et le type de radiations dans l'état initial et final, la résolution des jets, la dégradation ou le décalage de l'énergie des jets, la fraction d'énergie en dehors du cône de reconstruction des jets peuvent être différents. Or, les incertitudes systématiques associées à ces différents points sont déjà pris en compte par ailleurs. De ce fait, la présence de ces différences dans les événements simulés avec ces générateurs engendrerait un double-comptage, ayant pour conséquence l'augmentation de l'incertitude ainsi déterminée. Une étude a donc été menée, dans un premier temps, sur les différences existantes entre les événements générés via : ALPGEN+PYTHIA, ALPGEN+HERWIG et MC@NLO+HERWIG⁸. Puis, le désaccord semblant être principal a été corrigé afin de mesurer son impact sur la détermination de l'incertitude systématique. Le résultat de ce travail est détaillé dans la suite.

pas être visible dans cette étude. Il est cependant possible que ces premiers soient émis hors de l'acceptance du détecteur, empêchant leur reconstruction.

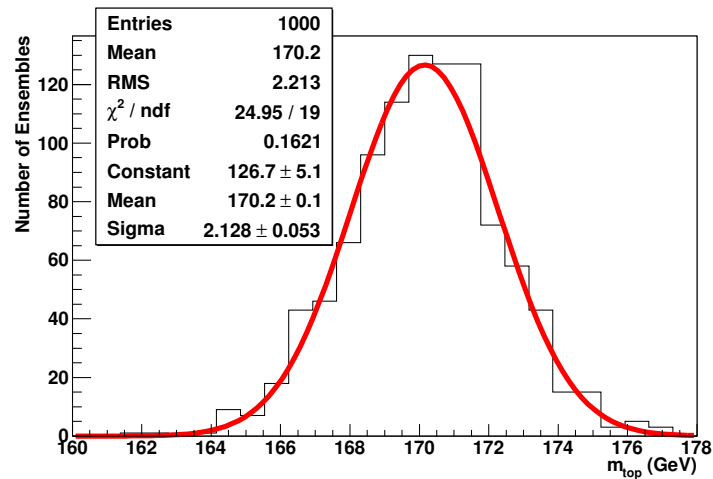
8. La version de MC@NLO utilisée ici est la 3.3.



(a) Correction standard.



(b) Correction augmentée de son erreur totale.



(c) Correction diminuée de son erreur totale.

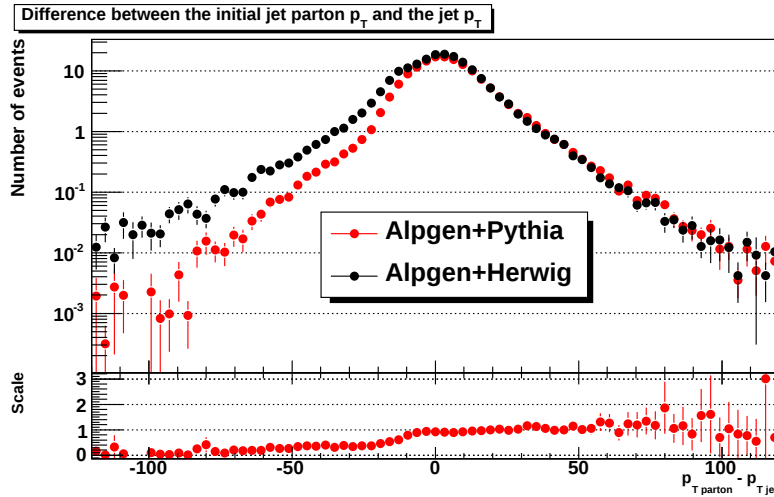
FIGURE 9.5 – Distribution de la valeur de la masse du quark top mesurée dans les pseudo-expériences de l'ensemble de test suivant la correction appliquée, pour des événements du canal $e\mu$ et une masse du quark top générée de $m_t = 172,5$ GeV.

9.2.1 Différences entre les événements générés avec les générateurs ALPGEN+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG

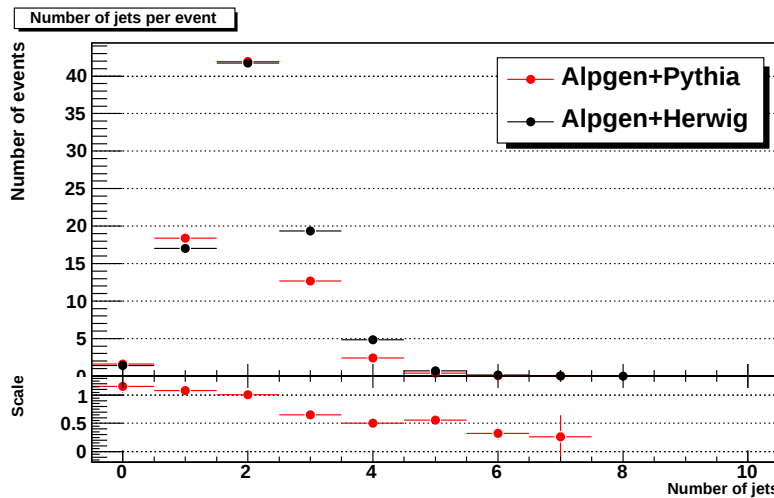
Pour commencer, le générateur PYTHIA est remplacé par HERWIG. Seuls les événements satisfaisant aux conditions suivantes sont conservés pour l'étude :

1. deux jets associés au vertex primaire et ayant une énergie supérieure à 15 GeV ;
2. L'énergie des jets est dégradée suivant la procédure SSR où le décalage de l'énergie n'est pas utilisé ;
3. deux électrons de faible qualité (« *top_tight* ») et ayant une impulsion transverse supérieure à 15 GeV.

Les écarts majeurs observés concernent : la distribution de la différence entre l'impulsion transverse du parton ayant engendré un jet et celle du jet correspondant (cf. Fig. 9.6a), puis le spectre du nombre de jets par événements (cf. Fig. 9.6b). Puisque la principale différence entre les deux générateurs est le modèle d'hadronisation, cela pourrait expliquer le dernier désaccord ; il est cependant nécessaire de le vérifier.



(a) Différence entre l'impulsion transverse du parton étant à l'origine du jet et celle du jet correspondant pour les deux premiers jets de chaque événement de plus grande impulsion transverse.



(b) Spectre du nombre de jets par événements.

FIGURE 9.6 – Différences observées entre les événements générés avec ALPGEN+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG.

Différences dans l'énergie des jets

Afin de quantifier l'écart existant dans l'énergie des jets entre les différents générateurs, la distribution de la différence entre l'impulsion transverse du parton étant à l'origine du jet et celle du jet correspondant est tracée pour les événements provenant des deux générateurs, selon différents intervalles en impulsion transverse du parton initial, selon différentes régions en η et selon le type de parton. Ensuite, le cœur de chacune d'entre elles est ajusté par une gaussienne (cf. Fig. 9.7). Pour finir, le résultat de ces ajustements est résumé sur les histogrammes de la figure 9.8.

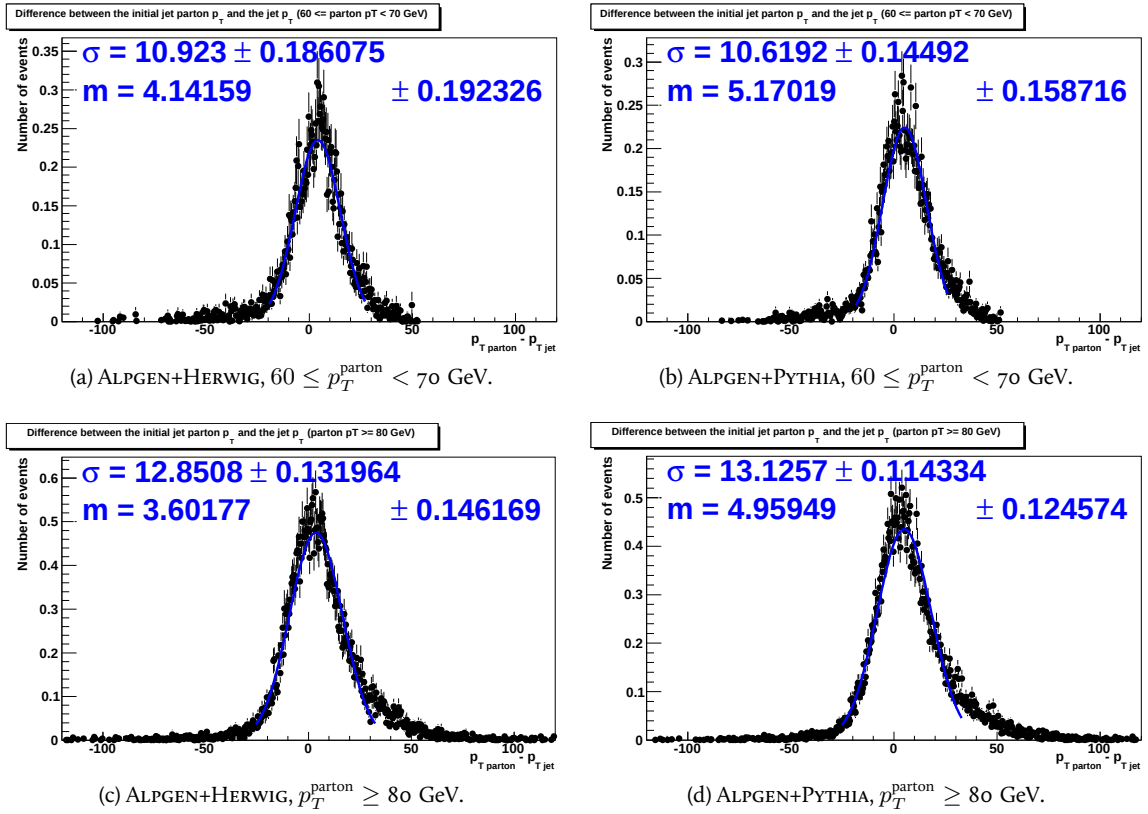
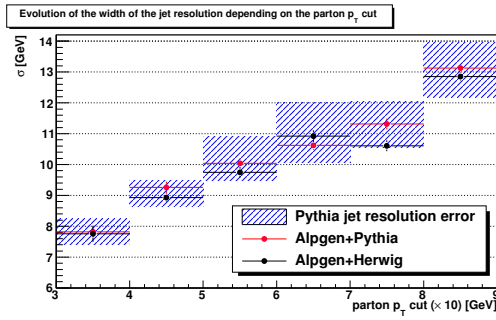


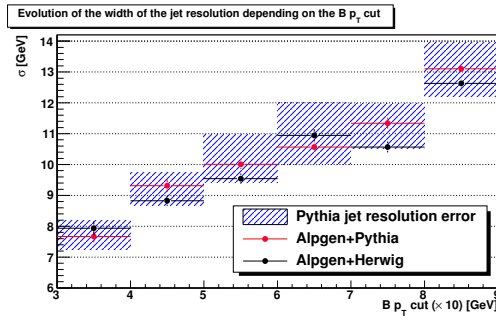
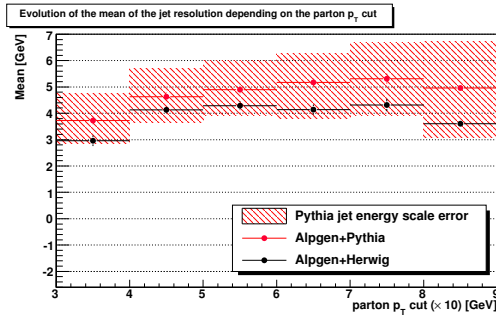
FIGURE 9.7 – Ajustement du cœur des distributions de la différence entre l'impulsion transverse du parton ayant engendré le jet et celle du jet correspondant, pour différentes valeurs d'impulsion transverse du parton, différents types de parton et pour les deux générateurs.

Si la largeur des distributions est compatible entre les événements provenant des générateurs ALPGEN+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG, il n'en est pas de même pour leur valeur moyenne où un écart de quasiment 2 GeV est présent pour des partons ayant une impulsion transverse supérieure à 80 GeV. Malgré tout, lorsque ce travail est effectué pour des événements ALPGEN+PYTHIA, où la résolution des jets ainsi que leur échelle d'énergie est modifiée de plus ou moins 1σ par rapport à leurs erreurs, il est observé qu'elles sont compatibles avec les différences observées pour les événements ALPGEN+HERWIG.

Par conséquent, bien qu'il y ait un risque de compter deux fois l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets, cet effet est pour l'instant considéré comme étant inférieur à 1σ . De plus, il n'est pas exclu que le modèle d'hadronisation soit à l'origine d'une partie de cette différence : le développement des gerbes hadroniques pourrait être engendré avec une ouverture angulaire légèrement plus importante que dans le cas de ALPGEN+PYTHIA, augmentant la fraction de particules se trouvant en dehors du cône de reconstruction. De fait, en tentant de corriger l'échelle d'énergie des jets, l'une des conséquences du nouveau modèle d'hadronisation pourrait être altérée, faussant alors l'incertitude systématique associée.



(a) Largeur des distributions pour tous les types de partons.

(b) Largeur des distributions pour les jets provenant de quarks b .

(c) Valeur moyenne des distributions pour tous les types de partons.

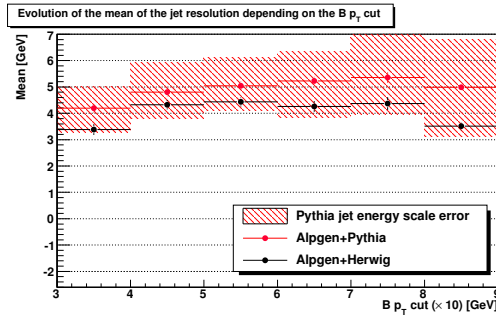
(d) Valeur moyenne des distributions pour les jets provenant de quarks b .

FIGURE 9.8 – Résumé des largeurs et valeurs moyennes obtenues à partir des ajustements des histogrammes de la figure 9.7 ainsi que les incertitudes systématiques associées à l'échelle d'énergie des jets et à leur résolution en énergie, selon le type de parton et leur impulsion transverse.

Différences dans le nombre de jets par événements

Pour comprendre d'où proviennent les jets, il convient, dans un premier temps, d'étudier les partons étant à leur origine. Comme le montre le tableau 9.2, un nombre significativement plus important de jets provenant de quarks légers est présent dans les événements ALPGEN+HERWIG. Afin de savoir si ceux-ci sont les conséquences du modèle d'hadronisation qui diffère de celui de PYTHIA, la filiation du parton est remontée jusqu'à la particule parent la plus haute dans l'historique puis son type est étudié. Si celui-ci est un quark top, alors le jet fait suite à son processus d'hadronisation. Autrement, il y a de fortes chances que le jet soit la conséquence d'une radiation à grande impulsion transverse dans l'état initial. D'après le tableau 9.3, à peine plus de 30% d'entre eux proviennent d'un quark top. Alors, pour valider l'hypothèse d'ISR, l'impulsion transverse de ce parton parent est comparée à celle du système $t\bar{t}$ reconstruit par la formule :

$$p_T^{t\bar{t}} = \sqrt{(p_x^t + p_x^{\bar{t}})^2 + (p_y^t + p_y^{\bar{t}})^2} \quad (9.7)$$

avec p_x et p_y , respectivement l'impulsion générée selon l'axe x et y . En effet, si elle est vérifiée, les deux impulsions seront presque les mêmes. Le résultat présenté sur la figure 9.9 illustre bien que la majorité de ces jets est compatible avec des radiations dans l'état initial.

Il est à noter que, dans le cas des jets engendrés par les gluons, ceux-ci proviennent à plus de 99,8% du quark top et donc du modèle d'hadronisation.

Type	Proportion
Non associés	0,1%
Quarks légers	2,4%
Quarks b	82,5%
Leptons	0,03%
Gluons	14,6%
Photons	0,3%

(a) Événements ALPGEN+PYTHIA.

Type	Proportion
Non associés	0,1%
Quarks légers	14,4%
Quarks b	75,2%
Leptons	0,03%
Gluons	9,6%
Photons	0,7%

(b) Événements ALPGEN+HERWIG.

TABLE 9.2 – Fraction des particules engendrant les jets dans les événements ALPGEN+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG.

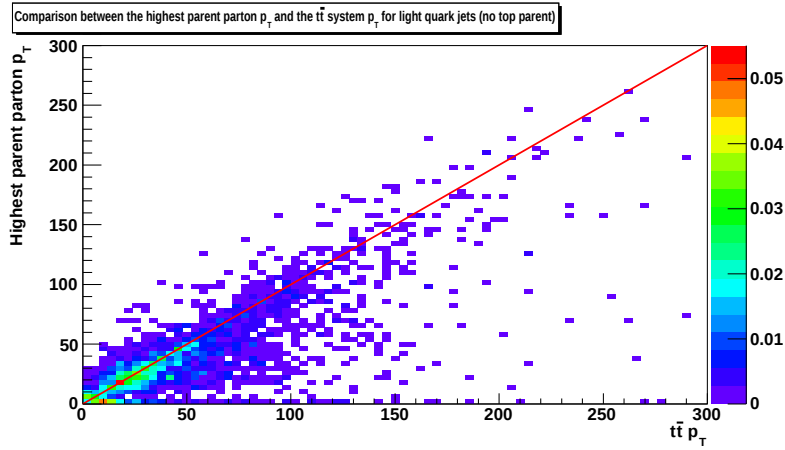
	ALPGEN+PYTHIA	ALPGEN+HERWIG
Type	Proportion	
Quarks légers	69,2%	56,9%
Quark top	24,2%	34,4%
Gluon	6,6%	8,6%

TABLE 9.3 – Type des plus hauts parents dont proviennent les quarks légers ayant engendré des jets.

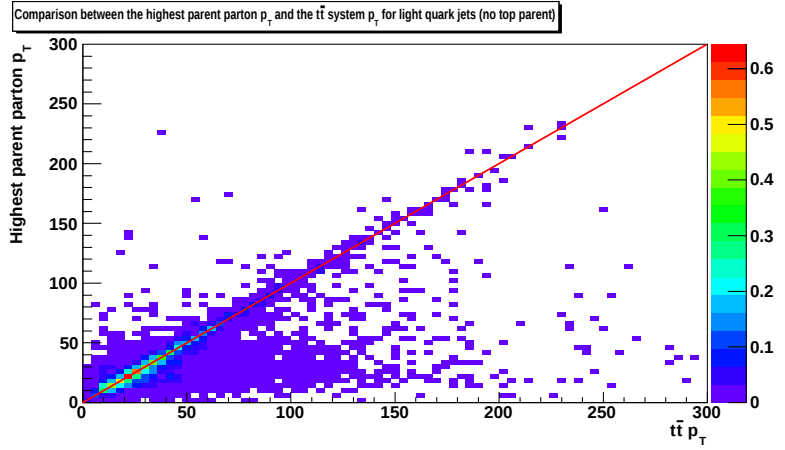
En annexe, il est possible de comparer le nombre de jets présent dans les événements Monte-Carlo produits à partir de ces deux générateurs avec les données afin de savoir qui de PYTHIA ou de HERWIG les reproduit le mieux. La figure 9.10 apporte le résultat qui illustre un accord bien meilleur⁹ en utilisant les événements Monte-Carlo produits à partir de PYTHIA (cf. Fig. 9.10a) tandis que pour HERWIG, le désaccord est de l'ordre de 3σ statistique (cf. Fig. 9.10b).

En conclusion, il vient que le nombre de jets par événements est notablement plus important dans les événements Monte-Carlo générés via ALPGEN+HERWIG par rapport aux événements Monte-Carlo

9. De manière quantifiée, le rapport du nombre d'événements ayant trois jets ou plus sur le nombre d'événements n'en ayant que deux est de 0,25 pour PYTHIA tandis qu'il est de 0,40 pour HERWIG.

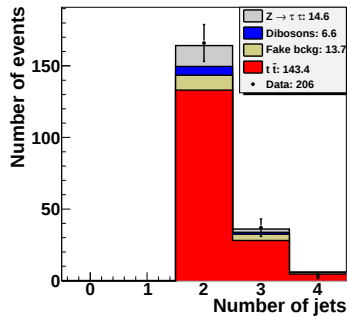


(a) ALPGEN+PYTHIA.

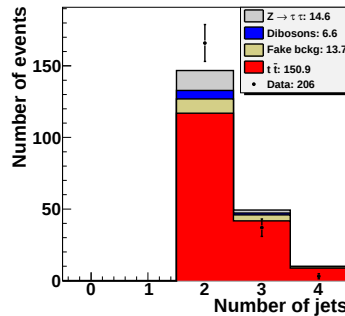


(b) ALPGEN+HERWIG.

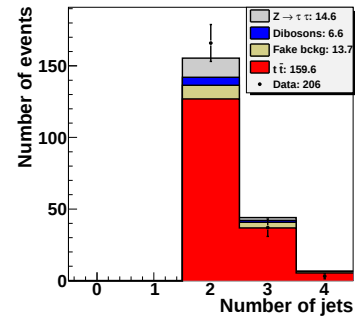
FIGURE 9.9 – Comparaison entre l'impulsion transverse du plus haut parent du quark léger ayant engendré un jet et n'étant pas un quark top, et l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$ pour ALPGEN+HERWIG. La droite en rouge correspond à la première bissectrice. Les jets proches de cette droite sont compatibles avec des radiations dans l'état initial.



(a) ALPGEN+PYTHIA.



(b) ALPGEN+HERWIG.



(c) MC@NLO+HERWIG.

FIGURE 9.10 – Comparaison du nombre de jets par événements obtenu dans les données *Run IIb* du canal $e\mu$ et les événements Monte-Carlo pour différents générateurs. Afin de pouvoir comparer la forme de ces différents histogrammes, ceux-ci ont été normalisés par rapport au nombre d'événements de données.

ALPGEN+PYTHIA. Cette augmentation, qui ne représente pas les observations faites dans les données, provient majoritairement d'un nombre de radiations émises dans l'état initial plus important. En effet, comme le montre la figure 9.11, lorsque 100% des événements contenant des jets reconstruits provenant de radiations dans l'état initial sont retirés, la distribution du nombre de jets par événements est similaire à ce qui est observé dans les événements ALPGEN+PYTHIA, qui sont en accord avec les observations faites dans les données.

Afin de prendre en compte aussi les effets d'ordre supérieurs, le générateur MC@NLO doit être utilisé en lieu et place d'ALPGEN. La suite décrit l'évolution de ces deux différences observées avec son utilisation.

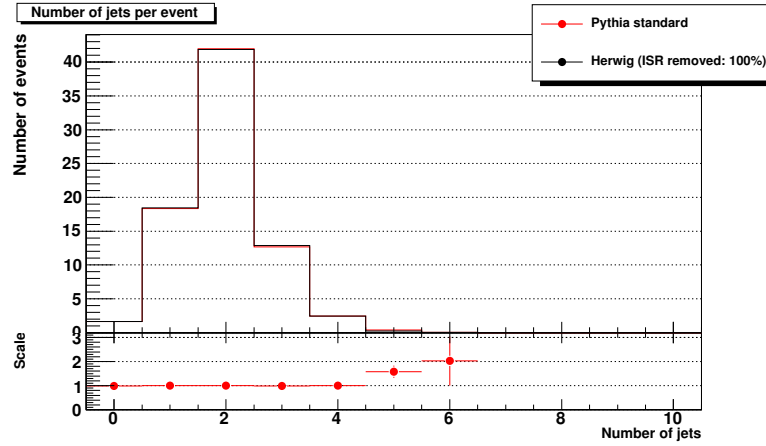


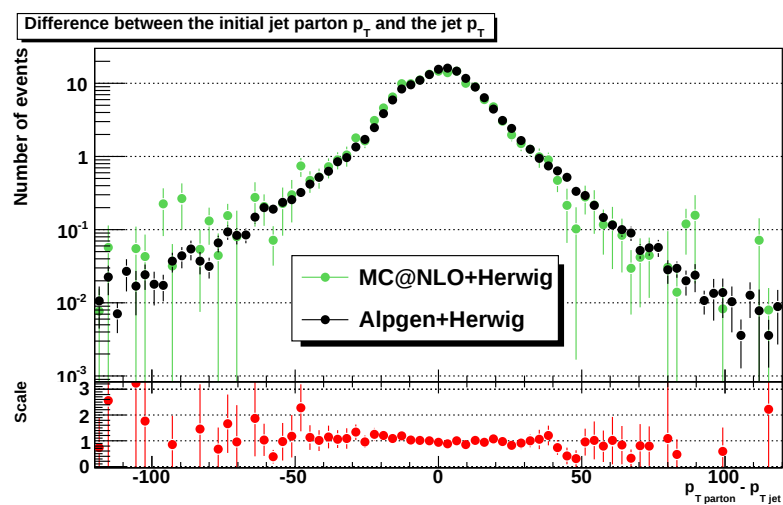
FIGURE 9.11 – Comparaison de la distribution du nombre de jets par événements après suppression de 100% d'événements contenant des jets reconstruits provenant de radiations dans l'état final entre les événements ALPGEN+HERWIG et ALPGEN+PYTHIA.

9.2.2 Différences entre les événements générés avec les générateurs ALPGEN+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG

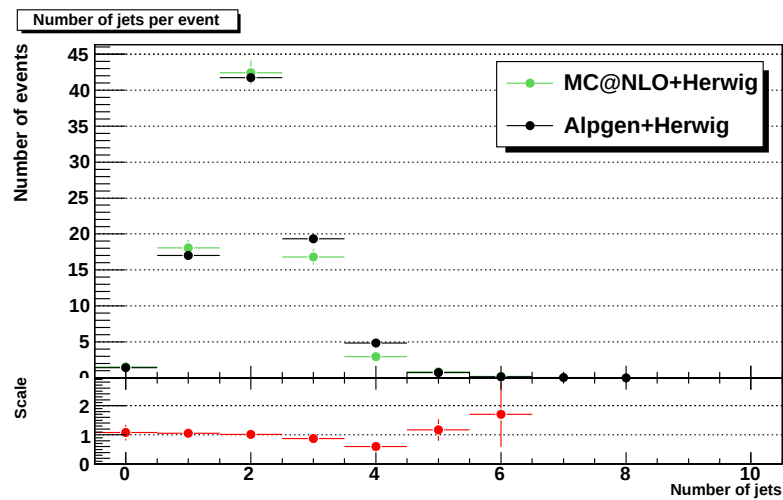
Afin d'étudier les différences existantes entre ALPGEN+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG, il est possible de comparer des distributions d'événements obtenus à partir de ces derniers en les comparant avec celles obtenues pour des événements générés avec ALPGEN+HERWIG. De la sorte, la contribution de chacun des générateurs sera mise en avant. À ce titre, il est possible de constater que la distribution de la différence en impulsion transverse entre un parton ayant engendré un jet et celle du jet est similaire (cf. Fig. 9.12a). Les différences observées précédemment avec PYTHIA interviennent alors au niveau de HERWIG. En revanche, le nombre de jets par événements est encore différent de précédemment (cf. Fig. 9.12b), bien que cela soit ici moins marqué. De plus, en comparant le type de parton dont ils sont issus (cf. Tab. 9.4 et 9.2), il vient que le nombre de jets engendrés par des gluons est bien moins important en utilisant MC@NLO tandis que le nombre de ceux engendrés par des quarks légers est beaucoup plus important.

Par conséquent, la différence dans l'énergie des jets, observée entre les événements provenant de ALPGEN+PYTHIA et ALPGEN+HERWIG, reste toujours présente. En outre, le nombre de jets par événements ainsi que la fraction des différents types de parton les engendrant est ici encore différente. Cela permet cependant un meilleur accord¹⁰ avec les données (cf. Fig. 9.10c). Et, en appliquant la même procédure de recherche des plus hauts partons ayant engendrés les quarks légers et les gluons qui mènent à la production de jets, comme pour HERWIG (cf. Tab. 9.5), il vient que cet excès peut s'expliquer par la présence d'une plus grande quantité de radiations dans l'état initial (cf. Fig. 9.13).

10. De manière quantifiée, le rapport du nombre d'événements ayant trois jets ou plus sur le nombre d'événements n'en ayant que deux est de 0,31 pour MC@NLO+HERWIG. Pour rappel, il est de 0,25 pour ALPGEN+PYTHIA.



(a) Différence d'impulsion transverse entre le parton ayant engendré un jet et celle du jet correspondant.



(b) Nombre de jets par événements.

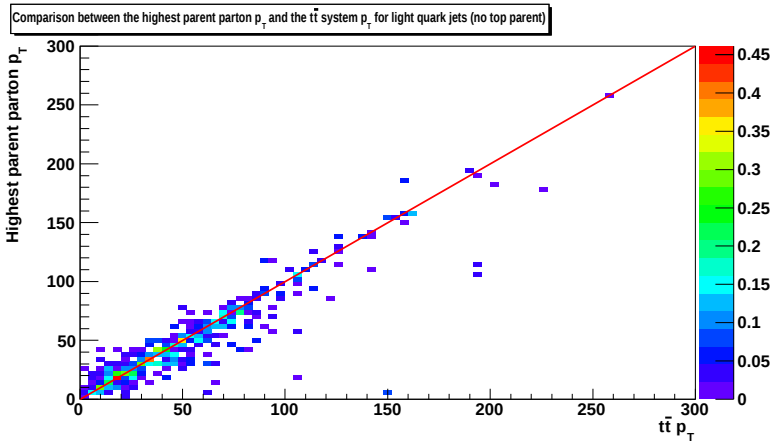
FIGURE 9.12 – Comparaison des distributions de la différence d’impulsion transverse entre le parton ayant engendré un jet et celle du jet correspondant ainsi que du nombre de jets par événements, générés à partir de ALPGEN+HERWIG et de MC@NLO+HERWIG.

Type	Proportion
Non associés	0,05%
Quarks légers	17,5%
Quarks <i>b</i>	80,3%
Leptons	0,06%
Gluons	1,3%
Photons	0,8%

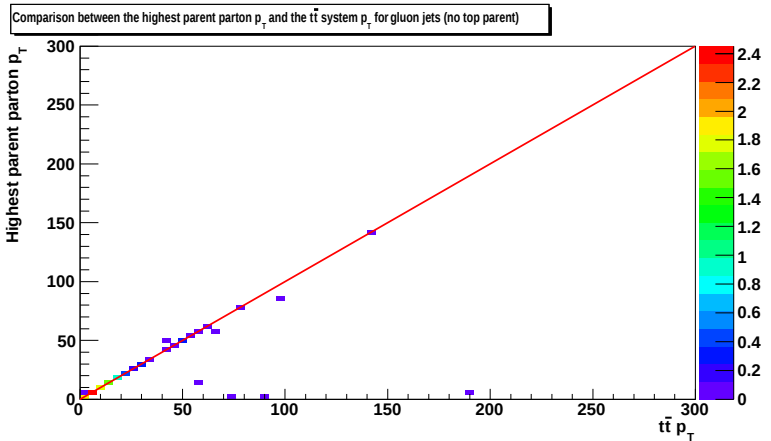
TABLE 9.4 – Saveur des partons dont sont issus les jets dans les événements Monte-Carlo simulés à partir de MC@NLO+HERWIG.

Provenance	Type	ALPGEN+PYTHIA	MC@NLO+HERWIG
		Proportion	
Quarks légers	Quarks légers	69,2%	53,9%
	Quark top	24,2%	18,7%
	Gluon	6,6%	27,4%
Gluons	Quarks légers	3,6%	0%
	Quark top	21,7%	89,6%
	Gluon	74,7%	10,4%

TABLE 9.5 – Type des plus hauts parents dont proviennent les quarks légers et les gluons ayant engendrés des jets.



(a) Cas d'un quark léger ayant engendré un jet.



(b) Cas d'un gluon ayant engendré un jet.

FIGURE 9.13 – Comparaison entre l'impulsion transverse du plus haut parent du quark léger ou du gluon ayant engendré un jet et n'étant pas un quark top, et l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$ pour MC@NLO+HERWIG. La droite en rouge correspond à la première bissectrice. Les jets proches de cette droite sont compatibles avec des radiations dans l'état initial.

Puisqu'une systématique associée à la modélisation des ISR est déjà mesurée par ailleurs, un risque de double-comptage¹¹ de cet effet est ici fortement probable, conduisant à une sur-estimation de la source d'incertitude liée aux effets d'ordres supérieurs et au modèle d'hadronisation. Pour cette raison, les événements sont corrigés de ces radiations supplémentaires afin de déterminer leur impact sur la détermination de l'incertitude systématique.

9.2.3 La correction des radiations émises dans l'état initial

L'interface entre le générateur PYTHIA et les outils de DØ ne permettant pas de reconstruire tout l'historique de la génération des particules, une partie des jets provenant de radiations dans l'état final n'est pas identifiée, pour les événements provenant de ce générateur. Pour cette raison, le calcul de la fraction d'événements contenant des radiations dans l'état initial à retirer du lot d'événements sélectionnés, basé sur les tableaux 9.3 et 9.5, conduirait à une sur-estimation¹². Afin d'estimer tout de même cette fraction, l'idée retenue a été de rechercher la valeur qui maximise l'accord des distributions du nombre de jets par événements pour ceux générés avec ALPGEN+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG. La valeur optimale est la suppression aléatoire de 30% des événements ayant des ISR¹³ (cf. Fig. 9.14).

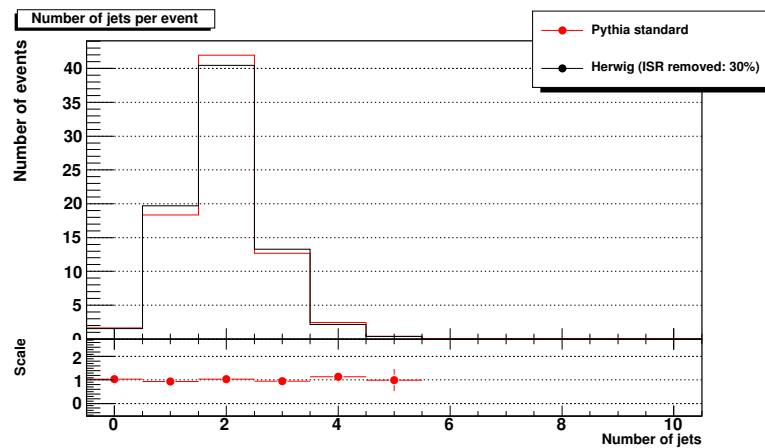


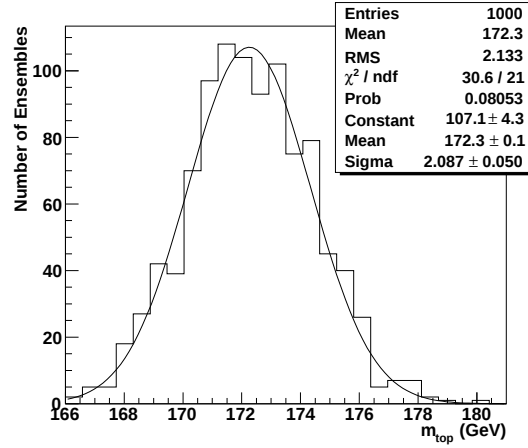
FIGURE 9.14 – Comparaison de la distribution en nombre de jets par événements obtenue après une suppression aléatoire de 30% des événements contenant un jet reconstruit provenant de radiations dans l'état initial pour ceux générés avec MC@NLO+HERWIG.

9.2.4 L'impact sur l'incertitude systématique

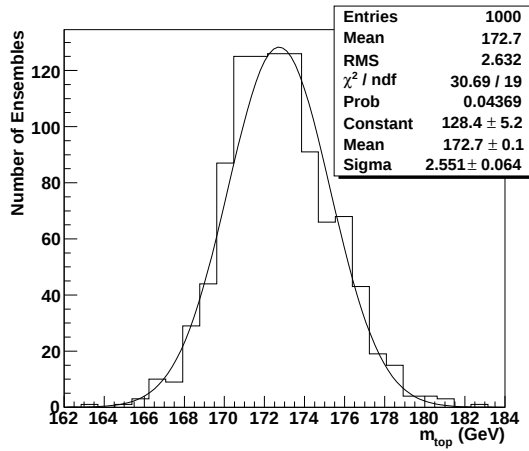
Afin de ne pas avoir un double-comptage de l'incertitude associée à la présence de radiations dans l'état initial, 30% des événements contenant un jet reconstruit provenant de ces radiations sont aléatoirement supprimés¹⁴ des événements sélectionnés (cf. chapitre 6) puis la méthode de l'élément de matrice leur est appliquée afin de mesurer la masse du quark top au travers d'un ensemble de tests (cf. Fig. 9.15). Alors, la différence entre cette masse mesurée et celle obtenue pour des événements générés à partir de ALPGEN+PYTHIA pour une masse de quark top générée de 172,5 GeV représente l'incertitude systématique associée aux effets dus aux ordres supérieurs non pris en compte dans la théorie des perturbations et au modèle d'hadronisation spécifique.

Il vient que, lorsque tous les événements MC@NLO+HERWIG sont utilisés, l'incertitude systématique est de $1,0 \pm 0,15$ GeV tandis que, lorsque 30% des événements contenant des radiations dans

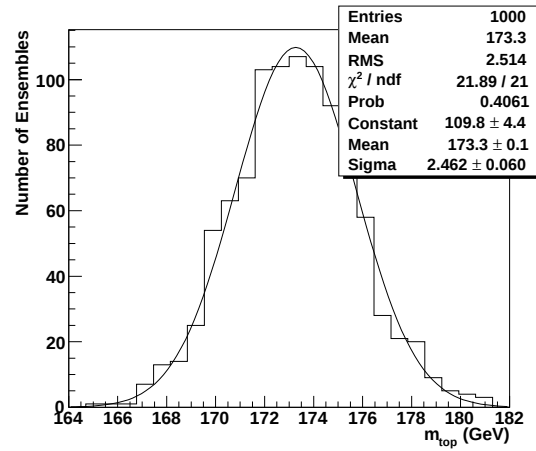
11. Si MC@NLO simule différemment les ISR par rapport à ALPGEN+PYTHIA, la différence de masse du quark top mesurée obtenue en utilisant ALPGEN+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG aura une composante liée à ces radiations. De ce fait, dans le bilan des incertitudes systématiques, les incertitudes associées aux ISR seront comptées dans deux sources d'incertitudes



(a) ALPGEN+PYTHIA.



(b) MC@NLO+HERWIG avec 30% des événements ISR supprimés.



(c) MC@NLO+HERWIG avec tous les événements.

FIGURE 9.15 – Distribution de la masse mesurée dans les ensembles de test à partir de différents lots d'événements de signal seulement, pour une masse du quark top $m_t = 172,5$ GeV, ajustée par une gaussienne.

l'état initial sont retirés¹⁵ aléatoirement, la différence entre ALPGEN+PYTHIA et MC@NLO+HERWIG est de 0,4 GeV. Ces résultats mettent en avant la grande sensibilité de cette source d'erreur face aux radiations dans l'état initial. S'il y a effectivement double-comptage de cet effet, l'incertitude systématique liée aux effets d'ordres suivants dans la théorie des perturbations et au modèle d'hadronisation est sur-évaluée ; cette sur-estimation peut atteindre jusqu'à plus de 50% de sa valeur.

Il est à noter que les événements générés avec MC@NLO+HERWIG, qui ont été étudiés ici, utilisent une version différente¹⁶ du générateur MC@NLO et ont été produits en plus faible quantité que lors de l'estimation de cette même incertitude dans le chapitre 7. C'est la raison de la variation de sa valeur qui est ici plus haute de 0,3 GeV, correspondant à 1σ .

9.3 Conclusion

La dernière mesure de la masse du quark top dans le canal di-leptonique est limitée par les incertitudes systématiques et non plus par l'erreur statistique, tout comme dans les canaux lepton+jet. Afin de pouvoir augmenter la précision, un travail a été mené sur l'amélioration de la détermination de deux des incertitudes systématiques les plus importantes.

L'échelle d'énergie des jets dépendante de la saveur du parton l'ayant engendré étant différente entre les données et les événements Monte-Carlo, une correction a été calculée pour les jets issus de quarks b [2, 3]. L'utilisation de cette correction réduit l'incertitude associée à la réponse des jets issus de quarks b qui s'établit sous la valeur de 1 GeV.

Aussi, afin de déterminer les incertitudes liées au modèle d'hadronisation choisi et au fait que les ordres suivants dans la théorie des perturbations ne sont pas pris en compte dans le simulateur PYTHIA, des événements générés à partir de MC@NLO+HERWIG sont utilisés. Cependant, des divergences apparaissent dans certaines distributions produites à partir de ces deux types d'événements et peuvent ne pas être liées au nouveau modèle d'hadronisation ou à l'ordre suivant pris en compte. En particulier, il a été observé un décalage dans l'énergie des jets ainsi qu'un plus grand nombre de jets issus de radiations dans l'état initial ; ce dernier point est le plus prépondérant. Puisque l'incertitude liée à la quantité de radiations dans l'état initial est déjà déterminée par ailleurs, il existe un risque de compter cet effet deux fois. Afin de connaître l'impact de cette différence sur la valeur de l'incertitude, 30% d'événements contenant des radiations dans l'état initial ont été aléatoirement supprimés afin d'obtenir un accord, sur ce point, entre les deux générateurs. L'incertitude ainsi obtenue est plus faible de 600 MeV. Une nouvelle étude est toutefois nécessaire afin de développer une stratégie cohérente pour estimer l'incertitude systématique liée aux ordres supérieurs et aux radiations dans l'état initial.

Le fruit de ce travail a permis de mettre en avant deux pistes qui devront être suivies lors d'une nouvelle mesure de la masse du quark top afin de mieux évaluer les incertitudes systématiques principales pour ainsi les déterminer au plus juste et voir alors leur valeur réduite.

9.4 Bibliographie

- [1] A. Harel, « An estimate of the data over MC, b over light jet response uncertainty for RunIIa JES », avril 2008, DØ Note 5654.

différentes.

12. D'après ces chiffres, il serait nécessaire de retirer plus de 80% des événements contenant des ISR.

13. Un travail similaire a aussi été effectué pour les événements générés avec ALPGEN+HERWIG et apporte une valeur optimale d'événements contenant des ISR à supprimer, de 100%.

14. Il a été vérifié que les événements supprimés n'avaient pas une pondération spécifique mais bien homogène à celle observée de manière générale dans ceux sélectionnés.

15. Cette opération fait passer le nombre d'événements de 6349 à 5805.

16. Lors de la détermination de l'incertitude systématique au chapitre 7, la version du générateur MC@NLO utilisée était la 3.4.

- [2] S. Atkins, K. Augsten, S. Evstyukhin, A. Juste, M. Wang et Z. Ye, « Correction For the MC-Data Difference in the Jet Response at DØ », février 2011, DØ Note 6143.
- [3] S. Atkins, K. Augsten, S. Evstyukhin, A. Juste, M. Wang et Z. Ye, « Correction For the MC-Data Difference in the Jet Response at DØ for Run iiB », février 2011, DØ Note 6144.

Conclusion

Ne vous souvenez plus des événements anciens, ne pensez plus aux choses passées, voici que je vais faire une chose nouvelle, déjà elle pointe, ne la reconnaissez-vous pas? Oui je vais mettre dans le désert un chemin, et dans la steppe, des fleuves.

L'ancien Testament, Isaïe 43, 18–19

GRÂCE AU REMARQUABLE FONCTIONNEMENT DU Tevatron : un complexe d'accélérateurs et de collisionneur de proton et d'antiprotons mettant en œuvre une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV, et de l'expérience DØ, plus de 10 fb^{-1} de données analysables ont été acquises depuis presque deux décennies. Les études présentées dans ce manuscrit utilisent cependant les données enregistrées entre les années 2002 et 2010, qui correspondent à une luminosité intégrée de $5,4 \text{ fb}^{-1}$.

Afin de pouvoir étudier les données, il est nécessaire d'utiliser des événements simulés. Et, pour être utile et apporter le plus de précision possible aux différentes analyses, ceux-ci doivent représenter au mieux ce qui est observé. Du fait principalement de l'évolution de l'efficacité du détecteur dans le temps et des hypothèses faites dans sa simulation, des écarts sont cependant présents. En particulier, des différences entre la distribution de l'impulsion transverse des muons obtenue à partir des données et des événements Monte-Carlo, ont fait l'objet d'une attention particulière. D'une part, un excès de muons à très grande impulsion transverse a été observé ; ceux-ci semblent être liés à une mauvaise mesure de cette grandeur pour des raisons encore peu claires. D'autre part, la résolution sur la mesure de leur impulsion transverse et l'échelle en impulsion transverse sont en désaccord entre la réalité et la simulation. Pour corriger cela, la méthode de dégradation de la simulation de la distribution en impulsion transverse des muons a été améliorée et ajoutée aux outils standards d'analyse de l'expérience.

Une fois les données reconstruites et prêtes à être analysées, puis les événements simulés en accord avec ces derniers, la mesure de la masse du quark top est effectuée dans les canaux di-leptoniques où les événements suivants sont sélectionnés :

$$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}\nu_l\bar{\nu}_l \text{ avec } l = \{e, \mu\} \quad (9.8)$$

La méthode de l'élément de matrice, fondée sur le calcul d'une fonction de vraisemblance qui fait intervenir l'élément de matrice des processus de signal et de bruit de fond considérés dans les fonctions de probabilité, a permis d'en extraire la masse pour chacun des canaux. Les différents canaux ont été combinés et conduisent à la mesure de la masse du quark top suivante :

$$m_t^{ll} = 173,6 \pm 1,8 \text{ (stat.)} \pm 2,5 \text{ (syst.) GeV} \quad (9.9)$$

Ce résultat est en très bon accord avec les différentes mesures effectuées dans les autres canaux, auprès des deux expériences DØ et CDF, comme il l'est rappelé sur la figure 9.16. Pour la première fois, cette mesure dans les canaux di-leptoniques est limitée par les incertitudes systématiques et non plus

par l'erreur statistique. Les trois incertitudes les plus importantes sont liées à : l'échelle d'énergie des jets, la réponse des jets issus de quarks b dans le calorimètre ainsi que la non-prise en compte des ordres supérieurs dans la théorie des perturbations et le modèle d'hadronisation choisi dans les générateurs d'événements.

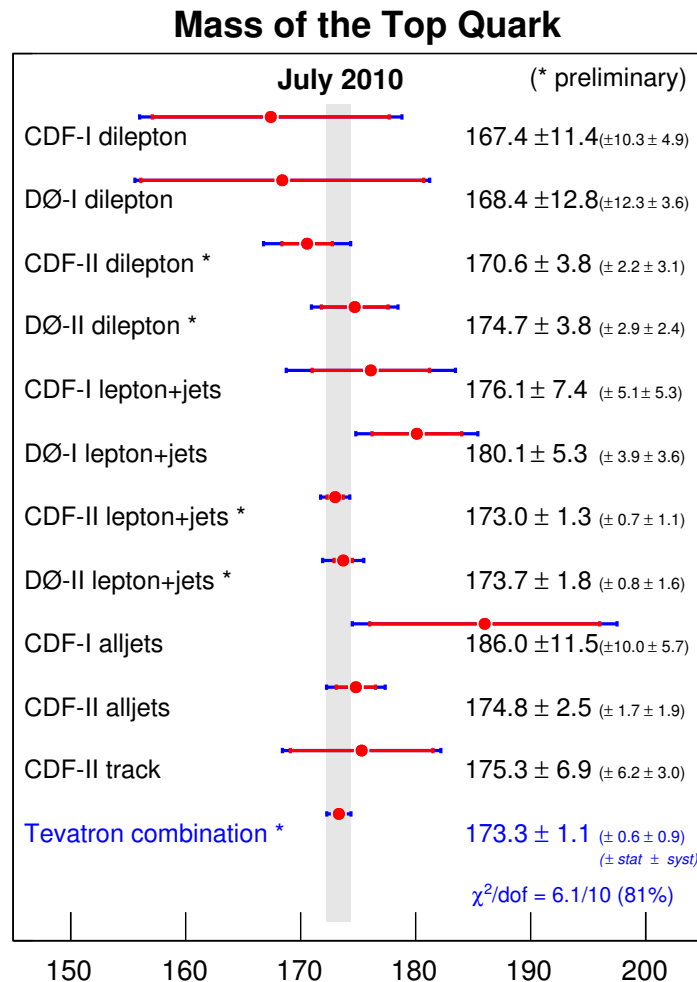


FIGURE 9.16 – Combinaison de la mesure de la masse du quark top obtenue dans les différents canaux pour les expériences DØ et CDF.

Afin de rendre la mesure de la masse du quark top plus précise encore, deux études distinctes ont été menées. La première a eu pour objectif d'augmenter la pureté des lots d'événements sélectionnés tout en tentant de diminuer l'incertitude statistique, grâce à l'utilisation d'une nouvelle sélection mettant en œuvre des conditions sur l'identification des jets issus de quarks b . Ainsi, les biais de la méthode ont été fortement réduits tout en conservant la même erreur statistique. Il est attendu que les incertitudes systématiques soient réduites du fait de la plus faible quantité d'événements de bruit de fond sélectionnés. Cette nouvelle approche de sélection des événements sera utilisée pour la mesure finale de la masse du quark top dans DØ. La seconde étude a concerné l'amélioration de la détermination des incertitudes systématiques liées à la réponse des jets engendrés par des quarks b et aux effets des ordres supérieurs et du modèle d'hadronisation. Pour la première incertitude systématique, des fonctions de correction ont été déterminées afin d'obtenir une même réponse des jets avec le calorimètre dans les données et les événements simulés et ce, en fonction du parton dont ils sont issus et de leur impulsion transverse. Grâce à ces nouvelles corrections, l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets issus de quarks b , qui est actuellement de 1,5 GeV, est réduite à moins de 900 MeV.

Pour l'incertitude liée aux effets d'ordres supérieurs et au modèle d'hadronisation, comme celle-ci est déterminée à partir d'événements générés avec d'autres générateurs : MC@NLO+HERWIG au lieu de ALPGEN+PYTHIA, il a été nécessaire de s'assurer que les différences observées dans les événements générés ne provenaient pas d'autres effets que les ordres supérieurs et le modèle d'hadronisation différent, afin de ne pas compter deux fois des incertitudes systématiques. Or, une différence importante dans le nombre de jets par événements a été mise en évidence. Celle-ci est due à un nombre plus grand de radiations dans l'état initial, qui n'est pas en parfait accord avec ce qui est observé dans les données. Afin de mesurer l'importance de ces radiations sur l'incertitude déterminée, le nombre d'événements en contenant a été réduit de 30% afin d'obtenir un meilleur accord avec les données. La nouvelle incertitude déterminée est alors plus petite de 600 MeV et met en évidence la nécessité d'une étude détaillée sur les radiations dans l'état initial.

Il est donc indispensable, pour la mesure de la masse du quark top qui utilisera toutes les données acquises de $D\bar{D}$, de prendre en compte les conditions sur l'identification des jets engendrés par des quarks b , la réponse corrigée de ces derniers avec le calorimètre et de s'assurer de ne pas double-compter les effets dus aux radiations dans l'état initial lors de la détermination de l'incertitude liée aux ordres supérieurs et au modèle d'hadronisation. Enfin, des études sur l'utilisation de l'énergie du troisième jet de plus grande énergie comme une indication sur l'impulsion transverse du système top-anti-top et sur la prise en compte du troisième jet comme pouvant être engendré par un quark b au lieu des deux premiers seulement, permettraient peut-être d'augmenter davantage la précision de la méthode.

La diminution significative de l'erreur totale sur la masse du quark top, qui est l'une des masses les plus précisément mesurées du modèle standard, se poursuivra avec les analyses à venir des expériences du LHC qui seront, dans quelques années, au moins aussi compétitives que les mesures du Tevatron.

Annexes

Sommaire

- A.1 L'utilisation traditionnelle de la grille
- A.2 Le développement de nouveaux outils de soumission de tâches
- A.3 Conclusion
- A.4 Bibliographie

Annexe

A

Développement d'outils pour la grille de calcul WLCG

Quiconque prétend s'ériger en juge de la vérité et du savoir s'expose à périr sous les éclats de rire des dieux puisque nous ignorons comment sont réellement les choses et que nous n'en connaissons que la représentation que nous en faisons.

Albert Einstein

COMME IL A ÉTÉ EXPLIQUÉ DANS LE chapitre 7, la mesure de la masse du quark top par la méthode de l'élément de matrice nécessite d'effectuer un grand nombre d'intégrations pour chaque événement. Afin d'obtenir une statistique satisfaisante, c'est un temps de calcul considérable qu'il faudra être prêt à consommer¹. Et puisque un grand nombre d'autres analyses, principalement — mais pas uniquement — dans la physique des particules, nécessitent des temps de calculs impressionnants, des fermes de calculs de plus en plus conséquentes ont été installées. Ainsi, nombres de laboratoires ont mis en place leur propre système de calcul. Cependant, les besoins en ressources croissant de jour en jour, des nouvelles idées ont dû être trouvées afin d'augmenter significativement les capacités de calculs. Avec le constat que les fermes de chaque laboratoire n'étaient pas utilisées pleinement à chaque heure du jour et de la nuit, l'idée a germé qu'il pourrait être possible d'obtenir plus de ressources, tout en minimisant l'investissement, si un maximum de ces fermes étaient reliées entre elles. Ainsi, par exemple, les américains pourraient utiliser les ressources non-utilisées de l'Europe durant la nuit et inversement. C'est alors qu'est née la notion de « grille de calcul ».

1. En n'utilisant qu'un seul processeur, cela se chiffre rapidement en dizaines d'années pour la calibration seule.

dernier recherche un nœud de calculs correspondant aux besoins et la lui transmet (cf. Fig. A.2). Deux points sont à regretter. D'une part, le WMS n'a aucune connaissance des capacités d'exécution ni de l'utilisation en temps réel des différents sites ; il n'est donc pas doté d'un ordonnanceur permettant de répartir efficacement les tâches en fonction de la disponibilité et de la performance des sites. D'autre part, celui-ci souffre de défauts de conception le rendant fortement sensible à la charge : lorsqu'un nombre trop important de requêtes lui est envoyé, il se bloque et refuse les nouvelles requêtes jusqu'à retrouver une faible charge de travail.

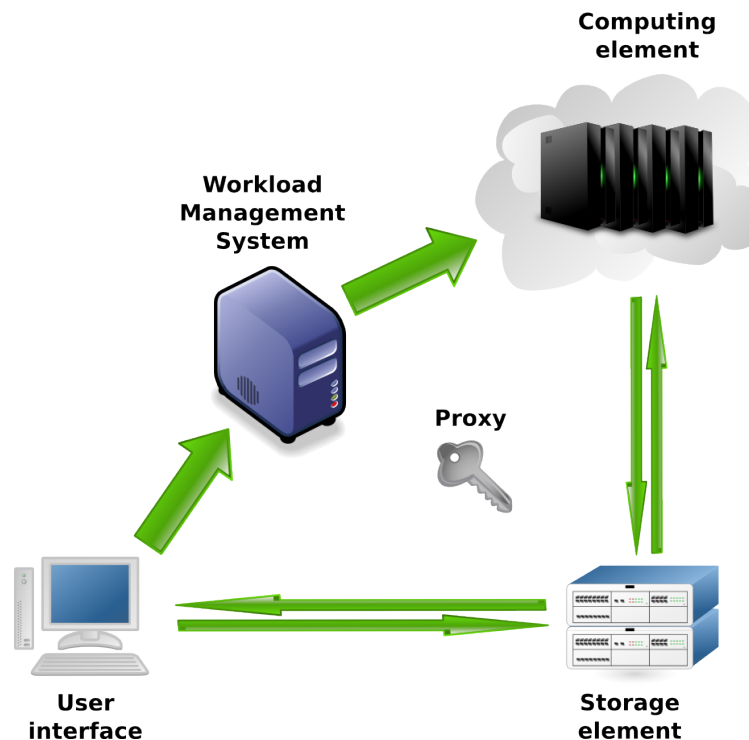


FIGURE A.2 – Illustration de la soumission d'une tâche sur la grille. L'utilisateur (*user interface*) transmet sa tâche au serveur de gestion de tâches (WMS) qui recherche un nœud de calculs où la tâche est transmise. Celle-ci peut librement interagir avec les serveurs de stockages. Une fois finie, le résultat est retourné à l'utilisateur. Le tout est sécurisé grâce à un ticket (*proxy*) qui identifie l'utilisateur et qui est transmis à chacun des éléments de la grille concernés.

Ces deux points sont extrêmement importants dans le sens où il est question, dans le chapitre 7, d'envoyer des dizaines de milliers de tâches simultanément et ce, pendant plusieurs mois. Si elles sont envoyées sur des nœuds de calculs déjà saturés, elles ne pourront être exécutées rapidement, alors qu'il pourrait y avoir d'autres sites moins chargés par ailleurs. Et, le nombre important de tâches à gérer est tel que la charge du serveur WMS devient rapidement trop importante et l'empêche de gérer convenablement l'ensemble de ces travaux.

A.2 Le développement de nouveaux outils de soumission de tâches

Afin de palier à ces deux problèmes, un outil, initialement développé par P. CALVAT et nommé *Java Job Submission (JJS)* [3], a été utilisé, amélioré et adapté aux besoins des longs calculs d'intégration. Cet outil supprime le travail des serveurs WMS et utilise directement les outils *Globus*, au travers de la bibliothèque JSAGA [4], pour interagir avec la grille de calcul (cf. Fig A.3).

L'idée de JJS est d'utiliser chaque tâche comme une sonde permettant de connaître la qualité d'un nœud de calculs. Pour ce faire, quelques tâches sont envoyées aléatoirement sur des sites répondant à leur besoin. Si celles-ci sont rapidement exécutées, le site correspondant gagne en priorité et davantage d'autres tâches sont envoyées dessus. En revanche, si, passé un certain délai, une tâche est

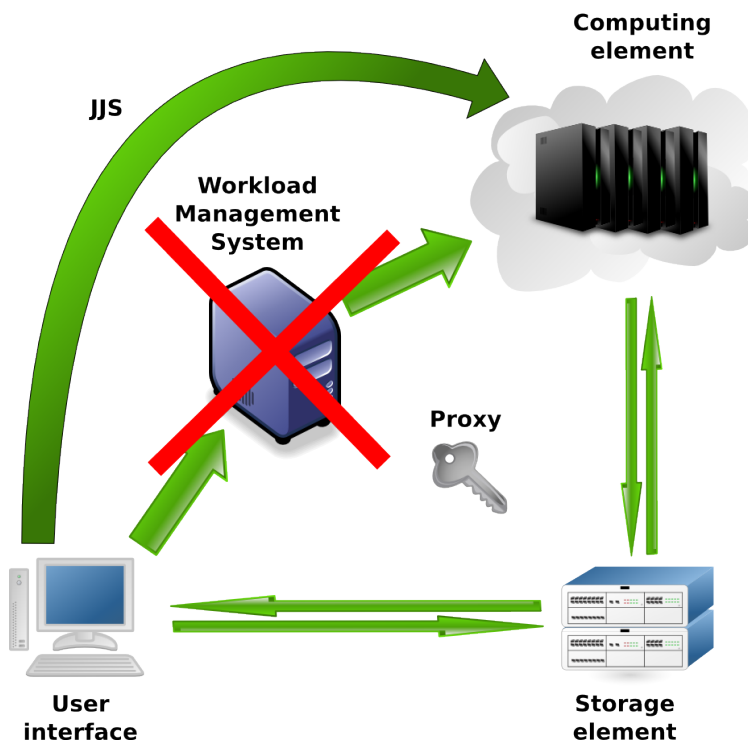


FIGURE A.3 – Illustration de la soumission d’une tâche sur la grille grâce à JJS. Ce dernier remplace le travail du WMS. En soumettant des tâches sur les nœuds de calculs les plus disponibles, il permet une exécution rapide des travaux d’un utilisateur et assure une utilisation efficace de la grille.

toujours en attente d’exécution, celle-ci est déplacée sur un autre nœud et le précédent est alors temporairement retiré de la liste des sites disponibles. Ainsi, les nœuds de calculs sont utilisés de manière efficace et les tâches sont très rapidement exécutées. Il est donc possible d’avoir rapidement plusieurs milliers de tâches en exécution de manière simultanée (cf. Fig. A.4).

Le second défaut des serveurs WMS, lié à leur mauvaise tenue en charge, n’a jamais été observé avec JJS.

A.3 Conclusion

La grille de calcul WLCG est un outil de plus en plus incontournable pour les analyses de physique des hautes énergies, qui permet la soumissions de tâches sur des nœuds de calculs et le stockage d’informations sur des serveurs de stockage, répartis dans le monde entier grâce à la mutualisation des ressources. Son utilisation se fait au travers de différentes couches logicielles permettant une utilisation simple auprès d’utilisateurs n’ayant pas besoin d’une connaissance approfondie sur la structure de la grille. Cependant, des limitations dans leur conception empêchent une utilisation efficace des ressources. Ces problèmes ont été contournés par le développement d’un nouvel outil de soumissions de tâches : JJS [5]. Grâce à celui-ci, les calculs d’intégration nécessaires à la mesure de la masse du quark top (cf. Chap. 7) ont pu être effectués en l’espace de quelques mois pour les différents canaux di-leptoniques et les deux périodes de prise de données *Run IIa* et *Run IIb* alors qu’ils représentent des centaines de millions d’heures de calcul².

A.4 Bibliographie

[1] The Globus Alliance. [En ligne]. Accessible : <http://www.globus.org>

2. Temps estimé à partir d’un ordinateur actuel.

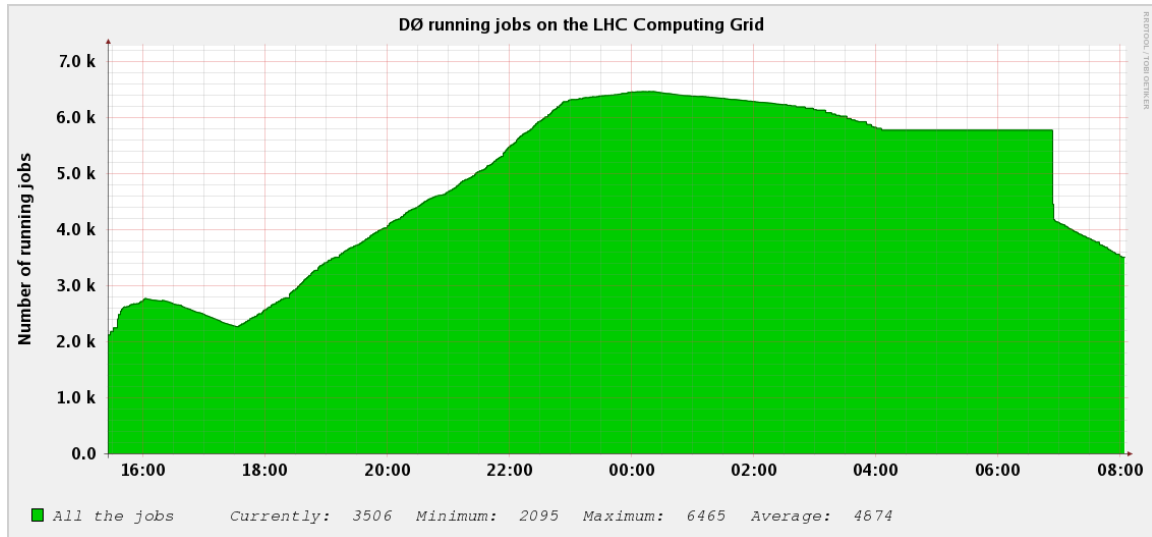


FIGURE A.4 – Nombre de tâches d'un utilisateur en cours d'exécution sur la grille dans le temps. Grâce à JJS, plus de 6400 tâches ont pu être exécutées simultanément. L'axe des abscisses représente l'heure du jour.

- [2] gLite - Lightweight Middleware for Grid Computing. [En ligne]. Accessible : <http://glite.cern.ch>
- [3] JJS - java job submission. [En ligne]. Accessible : <http://cc.in2p3.fr/docenligne/269>
- [4] JSAGA. [En ligne]. Accessible : <http://grid.in2p3.fr/software/jsaga-dev/presentations.html>
- [5] A. Croc et V. Sharyy, « Using the Worldwide LHC Computing Grid from a CluedDØ Machine », janvier 2010, DØ Note 6020.

Glossaire

AA	Alternative Algorithm. 57
BDT	Boosted Decision Tree. 71
CC	Central Calorimeter. 42
CDF	Collider Detector at Fermilab. 1, 5, 31, 49, 149, 152, 195
CFT	Central Fiber Tracker. 38–41, 53, 54, 66, 70, 79, 113, 160
CPS	Central PreShower. 38, 41, 53, 54
CSIP	Counting Signed Impact Parameter. 159
DTL	Drift Tube Linac. 24
EC	End cap Calorimeter. 42
Fnal	Fermi National Accelerator Laboratory. 23
FPS	Forward PreShower. 38, 41, 53, 54
FSR	Final State Radiations. 132, 133, 151
GSL	GNU Scientific Library. 136
GTF	Global Track Finder. 58
HTF	Histogram Track Finder. 57
ICD	Inter-cryostat Detector. 45, 113
ISR	Initial State Radiations. 107, 132, 133, 151, 185, 190, 192
JES	Jet Energy Scale. 61, 114, 151, 174
JJS	Java Job Submission. 203, 204
JLIP	Jet Lifetime Probability. 158
LEP	Large Electron Positron. 14
LHC	Large Hadron Collider. 6, 9, 32, 136, 197

Linac	LINear ACcelerator. 24, 27
MDT	Mini Drift Tube. 47
METSig	Missing E_T Significance. 116–120
MG	Massless Gaps. 45
NLO	Next-to-Leading Order. 105, 180
NNLO	Next-to-Next-to-Leading Order. 105
PDF	Parton Distribution Function. 7, 127, 137, 151
PDT	Proportional Drift Tube. 47, 48, 53
SCL	Side Coupled cavity Linac. 24
SMT	Silicon Microstrip Tracker. 38–40, 53, 55, 58, 59, 66, 77, 81, 87, 90, 94, 96, 115, 132, 160
SSR	Smearing, Shifting and Removal. 110, 114, 148, 174, 182
SVT	Secondary Vertex Tagger. 158, 160
VLPC	Visible Light Photon Counter. 39, 41
WLCG	Worldwide LHC Computing Grid. 202, 204
WMS	Workload Management System. 202–204

Table des figures

1.1	Aperçu des particules du modèle standard	6
1.2	Diagrammes de FEYNMAN de production de paires de quarks top-anti-top	7
1.3	Exemple de fonctions de distribution de partons	8
1.4	Schéma d'un processus dur entre deux partons issus d'un proton et d'un antiproton	8
1.5	Canaux de désintégration et rapports d'embranchement d'une paire de quarks top-anti-top.	10
1.6	Diagramme à une boucle faisant intervenir le quark top	11
1.7	Diagrammes à une boucle faisant intervenir le boson de HIGGS	12
1.8	Contraintes sur la masse du boson de HIGGS	13
1.9	Mesure de la masse du quark top par la méthode de la section efficace	15
1.10	Mesure de la masse du quark top en fonction du temps	15
2.1	Vue satellitaire de Fnal	24
2.2	Vue d'ensemble de la chaîne d'accélération et de collision	25
2.3	Schéma et photo du Magnetron et du Cockroft-Walton	26
2.4	Photo des différentes parties de l'accélérateur linéaire	26
2.5	Photo et schéma de fonctionnement du <i>Booster</i>	27
2.6	Photo de l'injecteur principal et du recycleur	28
2.7	Photo d'une cible d'antiproton et d'une lentille au lithium	29
2.8	Schémas de principe du fonctionnement du <i>Debuncher</i>	29
2.9	Schéma de répartition des paquets dans le Tevatron	31
3.1	Photo du détecteur DØ ouvert	36
3.2	Coupe transversale schématique du détecteur DØ	36
3.3	Différents systèmes de coordonnées	37
3.4	Coupe transversale des trajectographes et des détecteurs de pieds de gerbes	38
3.5	Dessin de la structure du SMT	39
3.6	Carte du champ magnétique à l'intérieur de l'expérience	40
3.7	Géométrie et agencement des cellules des détecteurs de pieds de gerbes	41
3.8	Schéma d'une cellule du calorimètre	42
3.9	Schéma du calorimètre	43
3.10	Schéma des tours calorimétriques	45
3.11	Vue éclatée des composants du spectromètre à muons	46
3.12	Schéma d'une cellule du PDT	47
3.13	Schéma d'une cellule du MDT	48
3.14	Positionnement et schéma des luminomètres	50
3.15	Graphiques de luminosité en fonction du temps	51
3.16	Vue globale du système de déclenchement	52
3.17	Activité des différents niveaux du système de déclenchement	55

4.1	Évolution d'un jet dans le temps	60
4.2	Incertitude sur l'étalonnage de l'énergie des jets	62
4.3	Résolution sur l'énergie des jets	62
5.1	Comparaison données / Monte-Carlo de masses invariantes	70
5.2	Comparaison données / Monte-Carlo du p_T des muons	71
5.3	Distribution du χ^2 des traces associées aux muons	72
5.4	Distribution du facteur de qualité des traces associées aux muons.	72
5.5	Distribution de l'isolation calorimétrique du muon	73
5.6	Distribution de l'isolation de la trace du muon	73
5.7	Angle entre les deux muons	74
5.8	Somme de l'angle η entre les deux muons	75
5.9	Somme de q/p_T des deux muons	75
5.10	Masse invariante reconstruite des muons	76
5.11	Variation de la résolution et du nombre de canaux fonctionnels du SMT dans le temps	77
5.12	Comparaison de la masse invariante autour du pic du Z entre données et Monte-Carlo	78
5.13	Dépendance du bras de levier avec η_{det}	79
5.14	Dégradation de la résolution par l'effet du bras de levier	80
5.15	Histogramme de masse invariante du J/ψ	83
5.16	Mesure du décalage dans la distribution de masse invariante du Z	83
5.17	Exemple cartes de χ^2 permettant de mesurer les meilleurs paramètres de dégradation	85
5.18	Organigramme de l'algorithme itératif	86
5.19	Résultat d'un ensemble de test pour mesurer l'erreur statistique d'un des paramètres de dégradation	87
5.20	Comparaison de distributions de masse invariantes entre données et Monte-Carlo	93
5.21	Comparaison de la résolution obtenue	95
5.22	Comparaison de la résolution obtenue dans les queues de distributions	95
5.23	Résolution de la mesure de l'impulsion transverse des muons	96
6.1	Rapports d'embranchement et diagramme de Feynman	104
6.2	Correction du profil de luminosité instantanée	106
6.3	Profil longitudinal du point d'interaction dans les données	107
6.4	Distributions de l'impulsion transverse du Z	108
6.5	Distribution de la masse invariante reconstruite des muons	109
6.6	Distribution en masse invariante après dégradation des électrons	110
6.7	Correction de la résolution et de l'échelle en impulsion transverse des jets	112
6.8	Distribution de l'impulsion transverse des objets du canal $e\mu$	117
6.9	Distribution de H_T dans le canal $e\mu$	118
6.10	Distribution de METSig dans le canal ee	119
6.11	Distribution de \cancel{E}_T et METSig dans le canal $\mu\mu$	120
7.1	Résolution de la masse du quark top en fonction de celle des objets reconstruits	129
7.2	Dépendance de la résolution des muons en fonction de η et p_T	131
7.3	Altération de la courbe d'étalonnage avec l'impulsion transverse du système $t\bar{t}$	133
7.4	Impulsion transverse du système top-anti-top	133
7.5	Reconstruction de la masse du quark top dans des événements à trois jets	134
7.6	Fonction de transfert du lepton τ	137
7.7	Ajustement du facteur de normalisation du bruit de fond	138
7.8	Courbes d'étalonnage du signal seulement pour le canal ee	141
7.9	Courbes d'étalonnage signal+bruit de fond pour le canal ee	141
7.10	Courbes d'étalonnage du signal seulement pour le canal $e\mu$	142
7.11	Courbes d'étalonnage signal+bruit de fond pour le canal $e\mu$	142

7.12	Courbes d'étalonnage du signal seulement pour le canal $\mu\mu$	143
7.13	Courbes d'étalonnage signal+bruit de fond pour le canal $\mu\mu$	143
7.14	Fonctions de vraisemblance pour les données du <i>Run IIa</i> et <i>Run IIb</i>	145
7.15	Comparaison de l'erreur statistique obtenue dans les données et les ensembles de test	146
7.16	Courbes d'étalonnage pour la combinaison des différents canaux et des différentes périodes de données	147
7.17	Mesure combinée de la masse du quark top	148
7.18	Combinaison de la masse du quark top dans les différents canaux	152
7.19	Combinaison de la masse du quark top entre DØ et CDF	153
8.1	Définition de la mesure du paramètre d'impact signé	159
8.2	Résultat et efficacité du réseau de neurones pour l'identification des jets de b	160
8.3	Histogramme du maximum de la valeur du réseau de neurones pour les deux premiers jets	161
8.4	Erreur statistique, pureté et nombre d'événements de signal attendus pour le canal $\mu\mu$ suivant différentes conditions	165
8.5	Courbes d'étalonnage signal+bruit de fond avec les sélections optimisées	166
8.6	Exemple de courbe d'efficacité de la sélection sur l'identification des jets de b	166
8.7	Fonction de vraisemblance à partir des nouvelles sélections	167
8.8	Comparaison avec la distribution des erreurs statistiques attendues	167
8.9	Courbes d'étalonnage signal+bruit de fond avec les sélections optimisées pour les canaux combinés	168
8.10	Fonction de vraisemblance à partir des nouvelles sélections pour les canaux combinés	169
8.11	Comparaison de l'erreur statistique mesurée et attendue pour la combinaison	169
9.1	Distribution du facteur de correction de l'énergie des jets	176
9.2	Termes correctifs à appliquer aux événements Monte-Carlo	177
9.3	Vérification des propriétés des quarks b supposés avoir engendré les jets	178
9.4	Saveur des jets en fonction de leur impulsion transverse	179
9.5	Mesure de l'incertitude liée à la correction de l'échelle d'énergie des jets	181
9.6	Comparaison de spectres entre PYTHIA et HERWIG	182
9.7	Ajustement des différences dans l'énergie des jets	183
9.8	Différences dans l'énergie des jets entre PYTHIA et HERWIG	184
9.9	Vérification de la provenance des jets issus de quarks légers pour HERWIG	186
9.10	Comparaison du nombre de jets par événements entre les données et les événements Monte-Carlo	186
9.11	Distribution du nombre de jets par événements après suppression d'ISR	187
9.12	Comparaison de distributions entre ALPGEN+HERWIG et MC@NLO+HERWIG	188
9.13	Vérification de la provenance des jets issus de quarks légers pour MC@NLO	189
9.14	Correction des radiations émises dans l'état initial	190
9.15	Détermination de l'incertitude systématique	191
9.16	Combinaison de la masse du quark top entre DØ et CDF	196
A.1	Illustration de l'implantation d'une partie des fermes de calculs et des serveurs de stockage de la grille WLCG.	202
A.2	Illustration de la soumission d'une tâche sur la grille	203
A.3	Illustration de la soumission d'une tâche sur la grille avec JJS	204
A.4	Nombre de tâches en exécution sur la grille dans le temps	205

Liste des tableaux

2.1	Comparaison de caractéristiques du Tevatron et du LHC	32
3.1	Caractéristiques des différentes parties du calorimètre	44
3.2	Sections efficaces des processus inélastiques et efficacité utilisées pour la mesure de la luminosité instantanée	50
3.3	Les différentes périodes de prise de données	56
4.1	Critère de détermination du type de muon	65
5.1	Résumé de tous les paramètres de dégradation	88
5.2	Paramètres de dégradation finals	89
5.3	Erreurs statistiques des traces de type 1 et 2	89
5.4	Erreurs statistiques des traces de type 3	89
5.5	Incertitudes systématiques associées aux traces de type 1 et 2	91
5.6	Incertitudes systématiques associées aux traces de type 3	92
5.7	Résultat des paramètres de résolution	93
5.8	Paramètres de résolution finals	93
5.9	Erreurs statistiques associées aux paramètres de résolution pour les muons ayant in- teragit dans le SMT.	94
5.10	Incertitudes systématiques sur les paramètres de résolution	94
6.1	Liste des processus simulés	105
6.2	Paramètres de dégradation de l'énergie des électrons pour différentes régions	110
6.3	Nombre d'événements sélectionnés dans les données et pronostic du nombre d'évé- nements de signal et de bruit de fond attendu	123
7.1	Paramètres de la fonction de transfert des jets <i>Run IIa</i>	130
7.2	Paramètres de la fonction de transfert des jets <i>Run IIb</i>	131
7.3	Paramètres de la fonction de transfert des muons	132
7.4	Paramètres de la fonction de transfert de l'impulsion du système top-anti-top	134
7.5	Dimension de l'intégration à réaliser pour la probabilité de signal	135
7.6	Résultat de la mesure de la masse du quark top	144
7.7	Incertitude relative associée au nombre d'événements de bruit de fond	150
7.8	Résumé des incertitudes systématiques	151
8.1	Erreur sur l'erreur statistique attendue pour chaque canal	162
8.2	Résultat de l'utilisation de l'identification des b dans le canal ee	163
8.3	Résultat de l'utilisation de l'identification des b dans le canal $e\mu$	164
8.4	Récapitulatif du nombre d'événements sélectionnés	165
8.5	Résultat de la masse du quark top avec la sélection optimisée	167

9.1	Premier test de l'algorithme de reconnaissance des partons ayant engendré des jets .	177
9.2	Type de particules engendrant les jets dans ALPGEN+HERWIG	185
9.3	Origine des jets issus de quarks légers	185
9.4	Type de partons dont sont issus des jets dans les événements MC@NLO+HERWIG . .	188
9.5	Origine des jets issus de quarks légers et des gluons pour MC@NLO	189

Résumé

Le quark top est le quark le plus lourd contenu dans le modèle standard. Découvert en 1995 par les deux expériences du Tevatron, il possède des caractéristiques atypiques telles qu'un temps de vie le plus court jamais observé qui le fait se désintégrer avant de pouvoir s'hadroniser et donne ainsi accès à sa masse dont sa mesure est alors d'une très grande précision. Les données accumulées par l'expérience DØ entre 2002 et 2009, représentant une luminosité intégrée de $5,4 \text{ fb}^{-1}$, sont utilisées pour effectuer cette mesure à partir de la méthode de l'élément de matrice dans les canaux di-leptoniques électron-électron, électron-muon et muon-muon. La valeur de la masse du quark top mesurée, $174,0 \pm 1,8 \text{ (stat.)} \pm 2,4 \text{ (syst.) GeV}$, est en très bon accord avec les autres mesures effectuées. Sa précision est limitée, pour la première fois pour ces canaux, par les incertitudes systématiques. Dans cette thèse, plusieurs approches sont étudiées en vue d'améliorer la précision de la mesure : l'utilisation d'informations sur l'identification des jets issus de quarks b afin d'optimiser la sélection des événements top-anti-top et une meilleure détermination des incertitudes systématiques principales. Une attention particulière est portée sur la simulation Monte-Carlo des muons à DØ : l'amélioration de l'ajustement de la résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des muons simulés avec les données, discutée dans cette thèse, sera utilisée afin d'améliorer les prochaines mesures des propriétés du quark top ainsi que d'autres analyses menées dans l'expérience.

Abstract

The top quark is the heaviest standard model quark. Discovered in 1995 by the two Tevatron experiments it has atypical properties. In particular its time life is so short that it decays before hadronizing, so the top quark mass could be measured with a high precision. Data collected by the DØ experiment between 2002 and 2009, which represent an integrated luminosity of 5.4 fb^{-1} , are used to measure the top quark mass by using the matrix element method in the three dilepton channels : dielectron, electron-muon and dimuon. The measured mass, $174,0 \pm 1,8 \text{ (stat.)} \pm 2,4 \text{ (syst.) GeV}$, is in a good agreement with other measurements and limited by the systematic uncertainties for the first time in these channels. In this thesis different approaches have been studied to improve the accuracy of this measurement : the use of b-quark jet identification in order to optimize the selection of top-anti-top events and a better determination of the main systematic uncertainties. A special attention has been paid to the Monte-Carlo simulation of muons in DØ : the improved smearing procedure for the simulated muons, discussed in this thesis, will be used to increase the accuracy of the top properties measurements as well as the precision of many other DØ measurements.